

**Plasmaspektroskopische Untersuchung der Anregung
und Ionisation von Si IX und Si X**

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der

Abteilung für Physik
und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von

Karl - Hermann Kolk

aus

Recklinghausen

Bochum 1989

Dissertation eingereicht am	01.06.1989
Tag der mündlichen Prüfung	27.06.1989
Referent	Prof. Dr. H.-J. Kunze
Korreferent	Prof. Dr. H. Schlüter

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Grundlagen der Messungen	3
1.1 Plasmaspektroskopische Methode	3
1.2 Anregungsratenkoeffizient	9
1.3 Ionisation und Rekombination	16
1.4 Optische Tiefe	20
2 Experimenteller Aufbau	23
2.1 Der Theta - Pinch	23
2.2 Optischer Aufbau	28
2.3 Das Meßverfahren	31
3 Diverse Messungen	36
3.1 Elektronentemperatur und - dichte	36
3.2 Hohe $\Delta n = 1$ - Übergänge	38
3.3 Plasmalänge	42
3.4 Das Branching - Ratio Verfahren	43
3.5 Ionisationsratenkoeffizienten	47
4 Kohlenstoffähnliches Si IX	56
4.1 Einführung	56
4.2 Messungen an Si IX	58
4.3 Besetzungsmodell	62
4.4 Anregungsratenkoeffizienten	67
5 Borähnliches Si X	74
5.1 Messungen an Si X	74
5.2 Besetzungsmodell	77
5.3 Anregungsratenkoeffizienten	82
6 Zusammenfassung	85
7 Bibliographie	87

Einleitung

Das Spektrum der von einem Plasma ausgesandten elektromagnetischen Strahlung besteht aus einem in der Wellenlänge kontinuierlichen Anteil und der diskreten Linienstrahlung. Gerade die Spektrallinien haben in den letzten Jahren aus einer Reihe von Gründen ein zunehmendes Interesse gefunden. Die atomaren Spektren hochionisierter Atome sind zur Zeit noch weit entfernt von einer vollständigen Analyse [Mar89]. Bei einer Vielzahl von Plasmen ist die Linienstrahlung oft die einzige, leicht zugängliche Information über den internen Zustand des jeweiligen Plasmas. So sind z.B. Laser-erzeugte Plasmen aufgrund ihrer sehr kleinen Ausdehnung schwierig mit anderen Verfahren zu diagnostizieren, während bei astrophysikalischen Plasmen wie der Sonnenkorona die Probleme in der Ausdehnung und Entfernung liegen. Durch die Auswahl geeigneter Spektrallinien lassen sich in diesen Fällen die Elektronentemperatur und -dichte bestimmen. Im Bereich der Fusionsforschung stellt der Strahlungsverlust durch Spektrallinien immer noch ein Hauptproblem dar. Eine andere, neuere Anwendung der Nichtgleichgewichtsspektroskopie ist die Suche nach kurzwelligen Lasern (Röntgen-Laser), die auf Übergängen zwischen gebundenen Quantenzuständen in hoch ionisierten Atomen basieren.

In all diesen Forschungsgebieten wird eine große Anzahl von realistischen Ratenkoeffizienten für Anregung und Ionisation der Ionen durch Elektronenstoß benötigt. Derartige Werte für hoch geladene Ionen kann zur Zeit nur die Plasmaspektroskopie liefern. Der Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit liegt in der Messung von Anregungsratenkoeffizienten für Si IX und Si X. Silizium wurde aus zwei Gründen gewählt. Zum einen sind für bor- und kohlenstoffähnliche Ionen bislang noch keine Anregungsratenkoeffizienten gemessen worden [Gri88], und zum anderen existieren in unserem Plasma die Ionen Si IX und Si X in einer homogenen und stabilen Entladungsphase. Außerdem konnte Silizium relativ einfach in das Entladungsgefäß eingebracht werden. Infolge der komplizierteren Termstruktur dieser Ionen besteht ein weiterer

Schwerpunkt in der Entwicklung von entsprechenden Besetzungsmodellen.

Kapitel 1

Grundlagen der Messungen

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den Grundlagen, dem Gültigkeitsbereich und den prinzipiellen Anforderungen unseres Meßverfahrens. Zuerst wird die plasmaspektroskopische Methode zur Bestimmung von Anregungsratenkoeffizienten vorgestellt. Im Kapitel 1.2 gehen wir auf die Definition und die Eigenschaften des Anregungsratenkoeffizienten ein. Kapitel 1.3 stellt eine Verbindung zur Ionisation und Rekombination her, während im letzten Paragraphen dieses Abschnittes ein Korrekturverfahren für die Selbstabsorption von Spektrallinien angegeben wird.

1.1 Plasmaspektroskopische Methode

Die plasmaspektroskopische Methode zur Bestimmung von Anregungsratenkoeffizienten läßt sich am einfachsten anhand eines 2-Niveausystems erklären. In einem homogenen, vollständig ionisiertem Plasma sind die Ionen A^{+q} in ausreichender Anzahl vorhanden. Zwischen den gebundenen Zuständen 0 und 1 von A^{+q} finden spontane Strahlungsübergänge statt. Der Emissionskoeffizient ε gibt die pro Volumen- und Raumwinkelement emittierte Strahlungsleistung dieser Spektrallinie an [Gri64]

$$\varepsilon(1 \rightarrow 0; t) = \frac{h\nu_{01}}{4\pi} A(1 \rightarrow 0) n(1; t) , \quad (1.1)$$

wobei $h\nu_{01} = \Delta E_{01} = E_1 - E_0 > 0$ die Energie der ausgesandten Photonen, $A(1 \rightarrow 0)$ die Übergangswahrscheinlichkeit und $n(1; t)$ die zeitabhängige Besetzungsdichte des oberen Zustandes 1 ist. Allerdings liefert eine spektroskopische Messung nicht direkt den Emissionskoeffizienten. In der Praxis bildet ein optisches System das Plasma oder einen Teil von ihm auf den

Eintrittsspalt eines Spektrometers ab. Die direkt meßbare Größe ist daher die Strahldichte, die sich aus der Integration des Emissionskoeffizienten über die Sichtlinie des optischen Nachweissystemes ergibt

$$L(1 \rightarrow 0; t) = \int \varepsilon(1 \rightarrow 0; t) dl . \quad (1.2)$$

Die Situation wird kompliziert, wenn das Plasma Inhomogenitäten entlang der Sichtlinie aufweist und/oder die Strahlung innerhalb des Plasmavolumens wieder absorbiert wird. In diesem Fall ist die Strahlungstransportgleichung zu lösen [Iva73, Kal84, Can85]. Für ein homogenes und optisch dünnes Plasma kann die Integration sofort durchgeführt werden, und wir erhalten mit l_p als der Länge der Sichtlinie

$$L(1 \rightarrow 0; t) = \varepsilon(1 \rightarrow 0; t) l_p = \frac{h\nu_{01}}{4\pi} A(1 \rightarrow 0) n(1; t) l_p . \quad (1.3)$$

Diese Gleichung hat eine wichtige Konsequenz. Bei bekannter Wellenlänge, Übergangswahrscheinlichkeit und Sichtlinienlänge ist die Besetzungsdichte des oberen Quantenzustandes die einzige Größe, die aus einer Messung der Strahldichte einer Spektrallinie gewonnen werden kann. Die Herleitung von Ratenkoeffizienten hängt einzig und allein von der Möglichkeit ab, durch ein geeignetes Besetzungsmodell die Verbindung zu anderen Zuständen herstellen zu können.

Für Plasmen, die sich im partiellen oder vollständigen lokalem thermodynamischen Gleichgewicht befinden, ist dies recht einfach und erfordert nur die Anwendung der Boltzmann-Verteilung

$$\frac{n(1)}{n(0)} = \frac{g(1)}{g(0)} e^{-\Delta E_{01}/kT_e} \quad (1.4)$$

und der Saha-Boltzmann Gleichung

$$\frac{n(q, k)}{n_e n(q+1, l)} = \left(\frac{h^2}{2\pi m k T_e} \right)^{3/2} \frac{g(q, k)}{2g(q+1, l)} e^{+\Delta E_{kl}/kT_e} . \quad (1.5)$$

Gleichung (1.4) gilt für Zustände innerhalb eines Ions, während sich Gl. (1.5) auf zwei aufeinanderfolgende Ionisationsstufen q und $q+1$ mit den entsprechenden Zuständen k und l bezieht. Die statistischen Gewichte der Niveaus sind mit g bezeichnet. Aufgrund ihres thermodynamischen Charakters gestatten jedoch das PLTG- und VLTG-Modell keine Aussagen über den Anregungsratenkoeffizienten. Dies kann nur für ein Plasma geschehen,

in dem die inelastischen Stoßprozesse eine untergeordnete Rolle spielen. Bei kleinen Elektronendichten gilt das Korona-Modell. Die Ionen befinden sich überwiegend in ihren Grundzuständen oder in einer kleinen Anzahl von niedrig gelegenen Niveaus, die in vielen Fällen die gleiche Konfiguration wie der Grundzustand haben und mehr oder weniger statistisch besetzt sind. Die zeitunabhängige Besetzung eines angeregten Niveaus wird bestimmt durch das Gleichgewicht zwischen den Stoßübergängen in diesen Zustand und den Strahlungszerrfallraten

$$n_e n(0) X(0 \rightarrow 1) = n(1) \sum_{j < 1} A(1 \rightarrow j) . \quad (1.6)$$

Wir haben die Möglichkeit zugelassen, daß der obere Zustand 1 Ausgangspunkt mehrerer Spektrallinien sein kann. Mit der Definition und den Eigenschaften des Anregungsratenkoeffizienten X werden wir uns im nächsten Kapitel beschäftigen. Im Zusammenhang mit dem Korona-Modell ist der Begriff „kleine Elektronendichten“ keineswegs als absolute Größe aufzufassen. Diese Ausdrucksform soll nur verdeutlichen, daß die Stoßrate $n_e X$ klein gegenüber der Strahlungsrate A ($n_e X \ll A$) ist. So kann durchaus für heliumähnliche Ionen, die in dem Plasma eines Vakuumfunktens ($n_e \simeq 10^{21} \text{ cm}^{-3}$) erzeugt werden, das Korona-Besetzungsmodell angewandt werden. Für die Strahldichte folgt aus (1.3) und (1.6)

$$L(1 \rightarrow 0; t) = \frac{h\nu_{01}}{4\pi} \frac{A(1 \rightarrow 0)}{\sum_{j < 1} A(1 \rightarrow j)} n(0) n_e X(0 \rightarrow 1) l_p . \quad (1.7)$$

Wenn $1 \rightarrow 0$ der dominierende Übergang ist, so ist das Verhältnis der A -Werte nahezu eins und die Intensität der Spektrallinie ist proportional zum Anregungsratenkoeffizienten vom Grundzustand. Gleichung (1.7) ist die grundlegende Beziehung für unsere Messungen. In der Realität sind jedoch in vielen Fällen mehr als ein Niveau an der Anregung der beobachteten Linie beteiligt, so daß aus dem Experiment nur effektive Ratenkoeffizienten hergeleitet werden können. So muß bei heliumähnlichen Ionen der Transfer von und die Ionisation aus den metastabilen Triplettzuständen [Kun68a, Gab72, Kol86] sowie die Anregung in höhere Niveaus [Mew78] berücksichtigt werden. Spektrallinien in lithiumähnlichen Ionen werden durch den 2p-Zustand zusätzlich angeregt, da dieses Niveau aufgrund des kleinen Energieabstandes mit dem 2s-Grundzustand stoßgekoppelt ist. Generell gilt für eine Gruppe eng benachbarter Zustände, deren Besetzungsdichten untereinander durch die Boltzmann-Verteilung (1.4) gegeben sind,



daß sie als ein Zustand mit entsprechend gemittelten Werten behandelt werden können. Die effektive Rate ergibt sich dann aus einer Summation über die Endzustände und einer Mittelung über die Anfangszustände. Am Beispiel zweier Multipletts sei dies näher erläutert. Die mittlere Wellenlänge läßt sich aus den gewichteten Energieniveaus

$$\overline{E} = \frac{\sum_i g_i E_i}{\sum_i g_i} . \quad (1.8)$$

berechnen. Infolge der sehr großen Raten für den Stoßtransfer zwischen den Feinstrukturzuständen eines Multipletts kann nun keine genaue Entscheidung mehr getroffen werden, durch welchen Stoßkanal ein angeregter Zustand besetzt wird. Alle Stöße, die von jedem Niveau des unteren Multipletts a ausgehen, tragen zur Besetzung des oberen Multipletts b bei. In Gleichung (1.6) sind daher der Multiplettanregungsratenkoeffizient

$$\overline{X}(a \rightarrow b) = \frac{\sum_a \sum_b g_a X(a \rightarrow b)}{\sum_a g_a} \quad (1.9)$$

und die Multiplettübergangswahrscheinlichkeit

$$\overline{A}(b \rightarrow a) = \frac{\sum_a \sum_b g_b A(b \rightarrow a)}{\sum_b g_b} \quad (1.10)$$

einzusetzen. Die Summation in (1.9) und (1.10) erstreckt sich über alle Feinstrukturzustände des unteren und oberen Multipletts. Wir haben dabei vorausgesetzt, daß die Wellenlängendifferenzen der Spektrallinien klein sind. Im Prinzip genügt es, die Strahldichte einer einzelnen Feinstrukturlinie zu messen, um den Multiplettanregungsratenkoeffizienten bestimmen zu können. Allerdings gestatten mehrere Linien unter Umständen die experimentelle Überprüfung der statistischen Besetzung. Obwohl wir in diesem Fall schon durch die Mittelung eine effektive Anregungsrate eingeführt haben, kann der gemessene Anregungsratenkoeffizient durchaus noch durch weitere Multipletts beeinflusst sein.

Experimentell zerfällt die Anwendung von Gleichung (1.7) in die folgenden Komponenten:

1. Bestimmung der absoluten Strahldichte der Spektrallinie (normalerweise im Vakuumultravioletten)
2. Bestimmung der Sichtlinie
3. Bestimmung der Besetzungsdichte des Grundzustandes

4. Bestimmung der Elektronendichte und -temperatur
5. Kenntnis der Übergangswahrscheinlichkeiten, sofern mehrere Strahlungserfallskanäle existieren

Jede Strahldichtemessung erfordert die Kalibrierung des benutzten optischen Nachweissystemes. Solange die Wellenlänge größer als ≈ 120 nm ist, stehen noch geeignete Sekundärstrahlungsnormale zur Verfügung [Klo88]. Die brauchbarste Methode für kleinere Wellenlängen ist das Branching-Ratio Verfahren, da die gleiche Plasmaquelle sowohl für die Kalibrierung als auch für die Hauptmessung verwendet werden kann. Wir werden auf dieses Verfahren in einem späteren Kapitel ausführlich eingehen. Die Branching-Ratio Methode besitzt außerdem den Vorteil, daß die Geometrie der Spektrometer-Plasma Kombination nicht explizit bestimmt werden muß, sondern direkt in den Kalibrierungsfaktor mit einbezogen werden kann. Aus diesem Grunde reicht in Gleichung (1.7) auch die Angabe der eindimensionalen Sichtlinie aus, die wir spektroskopisch gemessen haben (vgl. Kapitel 3.3).

Die beste Methode zur Bestimmung der Elektronentemperatur und -dichte ist die Streuung eines Laserstrahles an den freien Elektronen des Plasmas (Thomson-Streuung). Die Temperatur läßt sich aus der spektralen Verteilung, die Dichte aus der absoluten Strahlstärke des Streulichtes gewinnen.

Die Übergangswahrscheinlichkeiten müssen bei unserem Meßverfahren als bekannt vorausgesetzt werden. Für Ionen, die ein ausgeprägtes wasserstoffähnliches Verhalten aufweisen (z.B. lithium- und natriumähnliche Ionen), sind diese sehr genau bekannt. Inzwischen gibt es mehrere numerische Codes, die so gut ausgereift sind, daß sie auch für stärkere, optisch erlaubte Übergänge bei Mehrelektronensystemen übereinstimmende Werte liefern. Für verbotene Übergänge können jedoch signifikante Abweichungen auftreten.

Das Hauptproblem der plasmaspektroskopischen Methode liegt in der Bestimmung der Grundzustandsdichte. In der Regel wird das zu untersuchende Element in geringen Konzentrationen dem Arbeitsgas beigemischt. Solange das Mischungsverhältnis während der gesamten Entladungsdauer konstant bleibt, sind die Besetzungsdichten der Grundzustände proportional zum eingestellten Partialdruckverhältnis. Leider ist bei Pinch-Experimenten die Annahme des konstanten Mischungsverhältnisses aufgrund von Mitnahmeeffekten und/oder chemischen Reaktionen nicht immer erfüllt. Ein direkteres Verfahren wurde von Wang und Griem [Wan83] benutzt. Sie

konnten die magnetische Dipollinie zwischen den statistisch besetzten Feinstrukturniveaus des Fe X-Grundzustandes absolut messen und daraus mit Hilfe der Boltzmann-Gleichung (1.4) die Gesamtdichte angeben. In ihrer Anwendung unterliegt diese Methode jedoch starken Einschränkungen. Zum einen muß die verbotene Spektrallinie in einem experimentell zugänglichen Wellenlängenbereich liegen, und zum anderen ist aufgrund der kleinen Übergangswahrscheinlichkeit magnetischer Dipolübergänge eine relativ hohe Konzentration des Verunreinigungselementes erforderlich, damit die Linie überhaupt beobachtet werden kann.

Zwei weitere Verfahren beruhen auf der Quasineutralitätsbedingung eines Plasmas. Die erste Methode nutzt die Tatsache aus, daß die Elektronendichte infolge der Ionisation des zu untersuchenden Elementes ansteigt [Dat85]. Folglich lassen sich aus den Elektronendichten mit und ohne Verunreinigungselement Rückschlüsse auf die benötigten Ionendichten ziehen. Die Erzeugung eines meßbaren Anstiegs in der Elektronendichte bedingt wiederum eine hohe Verunreinigungskonzentration, die eine substantielle Änderung der Plasmatemperatur, -größe und -dynamik hervorrufen kann. Datla zeigte nur die experimentelle Durchführbarkeit. Eine auf dieser Methode basierende Messung von Anregungskoeffizienten wurde bislang noch nicht vorgenommen. Das zweite Verfahren arbeitet im Gegensatz zu allen anderen nicht mit Gasmischungen, sondern benutzt das interessierende Element gleichzeitig zur Plasmaerzeugung. Solche reinen Gasentladungen wurden mit Argon [Dat72] und mit Neon [Cha84] realisiert. Da die freien Elektronen allein aus den Ionisationsprozessen stammen, lassen sich die Ionendichten aus der gemessenen Elektronendichte und der Quasineutralitätsbedingung bestimmen. Die Schwierigkeiten dieses Verfahrens liegen in der technischen Realisierung. Reine Gasentladungen mit schwereren Elementen besitzen in der Regel ein schlechtes Zündverhalten. Hinzu kommen bei Pinch-Experimenten aufgrund der höheren Atommasse und der enormen Strahlungsverluste Probleme, die die Stabilität und Lebensdauer der erzeugten Plasmas betreffen.

Ein gänzlich anderes Verfahren, das von uns vorgeschlagen [Koe89a] und mit Erfolg an Si XI und Si XII erprobt wurde, basiert auf der Anwendung der Saha-Boltzmann Gleichung (1.5). Ab einer gewissen Grenze (thermal limit) sind die gebundenen Zustände eines Ions mit dem Grundzustand der nächsten Ionisationsstufe gekoppelt (PLTG). Können in einem Plasma Spektrallinien zwischen diesen hoch angeregten Zuständen beobachtet werden, so läßt sich sofort aus der gemessenen Strahlstärke mit Hilfe der Saha-Boltzmann Gleichung die Besetzungsdichte im darauffolgenden Ion be-

rechnen. Wir kommen auf diese Methode, die in der Zukunft wahrscheinlich noch an Bedeutung gewinnen wird, in einem späteren Kapitel zurück.

Insgesamt sind bis heute fünf Verfahren bekannt, die aber alle einen relativ engen Anwendungsbereich haben. Es bleibt in jedem Einzelfall zu prüfen, welche Methode zuverlässig angewandt werden kann.

1.2 Anregungsratenkoeffizient

Bei der Anregung atomarer Zustände trifft ein Elektron mit einem wohldefinierten Geschwindigkeitsbereich auf ein Atom, das sich in dem unteren Niveau 0 befinden möge

$$e(v, dv) + A(E_0) \longrightarrow A^*(E_1) + e(v', dv') . \quad (1.11)$$

Der Begriff Atom steht hier stellvertretend sowohl für ein neutrales Atom als auch für ein Ion. Nach der Kollision befindet sich das Atom in dem energetisch höheren Zustand E_1 ($E_1 > E_0$). Das Elektron verläßt den Stoßbereich mit einer kleineren Geschwindigkeit v' ($v' < v$). Infolge der sehr viel größeren Masse des Atoms betrachten wir für diesen wie für alle anderen Elektron-Atom-Stöße das Atom als stationär, d.h. die Masse des Atoms wird als unendlich groß angesehen. Damit kann die Relativgeschwindigkeit zwischen Elektron und Atom durch die Elektronengeschwindigkeit ersetzt werden, und der Rückstoß des Atoms ist vernachlässigbar. In dieser Näherung legt der Energieerhaltungssatz

$$\frac{1}{2}mv^2 = E_{01} + \frac{1}{2}mv'^2 \quad (1.12)$$

mit $E_{01} = E_1 - E_0$ als der Anregungsenergie die Geschwindigkeit des gestreuten Elektrons fest. Die grundlegende Größe, mit der man in der Physik Stoßprozesse charakterisiert, ist der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{01} = \sigma(0 \rightarrow 1)$. Er ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit eines Stoßes und hat die Dimension einer Fläche, wobei die Richtungsabhängigkeit durch Integration über alle Raumwinkel eliminiert wurde. Der totale Wirkungsquerschnitt für die Hinreaktion σ_{01} ist verschieden von dem der Rückreaktion σ_{10} . Um zu einer für beide Zustände symmetrischen Größe zu gelangen, führten Hebb und Menzel [Heb40] den Begriff der Stoßstärke (collision strength) Ω_{01} durch die Relation (cgs-Einheiten)

$$\sigma_{01} = \frac{1}{2J_0 + 1} \frac{h^2}{4\pi m^2} \frac{\Omega_{01}}{v^2} \quad (1.13)$$

ein. In Gleichung (1.13) ist $g_0 = 2J_0 + 1$ das statistische Gewicht des Anfangszustandes. Fast alle theoretischen Arbeiten geben heutzutage anstelle des Wirkungsquerschnittes die Stoßstärke an. Man findet sehr häufig die zu (1.13) äquivalente Beziehung

$$\Omega_{01} = g_0 E \sigma_{01} \quad (1.14)$$

mit E als der kinetischen Energie des einfallenden Elektrons in Einheiten der Rydbergenergie und σ_{01} in Einheiten von πa_0^2 , wobei a_0 der Bohrsche Radius ist. Es läßt sich leicht mit Hilfe der Klein-Rosseland Relation

$$g_0 E \sigma_{01}(E) = g_1 E' \sigma_{10}(E') \quad (1.15)$$

zeigen, daß die Stoßstärke symmetrisch in Bezug auf den Anfangs- und Endzustand ist

$$\Omega_{01} = \Omega_{10} \quad (1.16)$$

Für die Beschreibung der Stoßvorgänge in einem Plasma ist der Wirkungsquerschnitt bzw. die Stoßstärke nur indirekt benutzbar, da die stoßenden Elektronen nicht monoenergetisch vorliegen, sondern über einen breiten Geschwindigkeitsbereich verteilt sind. Die Zahl der Reaktionen pro Volumenelement und pro Zeiteinheit ist gegeben durch das Produkt aus der Dichte der Atome, der Flußdichte der freien Elektronen und dem Wirkungsquerschnitt: $n_0 n_e v \hat{g}(v) \sigma_{01}$. Da die Dichten nur Funktionen des Ortes und der Zeit sind, bleiben sie bei der Integration unberücksichtigt. Der Anregungsratenkoeffizient ist definiert als das Produkt von Geschwindigkeit und Wirkungsquerschnitt, integriert über die auf eins normierte Verteilungsfunktion $\hat{g}$ des Geschwindigkeitsbetrages

$$X_{01}(kT_e) = \int_0^{\infty} v \sigma_{01}(v) \hat{g}(v) dv \quad (1.17)$$

Mit

$$\hat{g}(v) dv = 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi kT_e} \right)^{3/2} v^2 \exp \left(-\frac{m_e v^2}{2kT_e} \right) dv \quad (1.18)$$

für die Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilungsfunktion und Gleichung (1.13) läßt sich die Integration von (1.17) teilweise ausführen, und wir erhalten als Ergebnis:

$$X_{01}(kT_e) = \frac{1}{g_0} \left(\frac{2\pi \hbar^4}{m_e^3} \right) (kT_e)^{-1/2} e^{-\Delta E_{01}/kT_e} \gamma_{01}(kT_e) \quad (1.19)$$

$$\text{mit } \gamma_{01}(kT_e) = \int_0^{\infty} \Omega_{01} e^{-E'/kT_e} d\left(\frac{E'}{kT_e}\right) \quad (1.20)$$

als Ratenparameter (rate parameter). Die Abhängigkeit des Anregungsratekoeffizienten von der Elektronentemperatur wird hauptsächlich durch den Term $(kT_e)^{-1/2} \exp(-\Delta E_{01}/kT_e)$ bestimmt. Der Ratenparameter γ_{01} zeigt eine nur schwach ausgeprägte Temperaturabhängigkeit. Für sehr große Temperaturen ($\Delta E/kT_e \ll 1$) wird der Exponentialfaktor gleich eins, und X nimmt mit $1/\sqrt{kT_e}$ ab. Abhängig von der benutzten Energieeinheit ergeben sich aus den physikalischen Fundamentalkonstanten [Coh87] von (1.19) unterschiedliche konstante Vorfaktoren für den Anregungsratekoeffizienten

$$X_{01}(T_e) = \frac{K}{g_0} T_e^{-1/2} e^{-\Delta E_{01}/kT_e} \gamma_{01}(T_e) \quad \text{cm}^3 \text{s}^{-1} \quad (1.21)$$

$$K = \begin{cases} 8.6291 \times 10^{-6} & \text{für } T_e \text{ in } K \\ 8.0104 \times 10^{-8} & \text{für } T_e \text{ in } eV \end{cases} \quad (1.22)$$

Alternativ zur Darstellung durch den Ratenparameter, der in der Literatur auch häufig als effektive Stoßstärke bezeichnet wird, bevorzugen einige Autoren für Dipolübergänge die semiempirische Gaunt-Faktor Methode. Diese Approximation wurde von Burgess [Bur61], Seaton [Sea62] und von Van Regemorter [Reg62] vorgeschlagen und behandelt die Stoßanregung als ein Strahlungsprozeß. Ratenparameter und Gaunt-Faktor $\bar{g}$ sind über den Ausdruck [Coc83]

$$\gamma_{01} = 197 \frac{g_0 f_{01}}{\Delta E_{01}} \bar{g} \quad (1.23)$$

miteinander verknüpft, wobei f_{01} die Absorptionssoszillatorenstärke und ΔE_{01} die Übergangsenergie in eV ist. Van Regemorter analysierte die damals verfügbaren experimentellen und theoretischen Ergebnisse und stellte fest, daß bei positiven Ionen der Gaunt-Faktor für $\Delta E/kT_e \geq 1$ konstant ist: $\bar{g} = 0.2$. Für Elektronentemperaturen, die größer als die Anregungsenergie sind, fand er eine leichte Variation von $\bar{g}(\Delta E/kT_e)$. Die Gaunt-Faktor Approximation, die sich allein auf optisch erlaubte Dipolübergänge beschränkt, ist mit Vorsicht zu benutzen, da sie in der Regel nur auf einen Faktor 2 bis 3 genaue Anregungsratekoeffizienten liefert. Generell ist $\bar{g}$ kleiner bzw. größer als 0.2 für Übergänge, in denen sich die Hauptquantenzahl ändert bzw. nicht ändert [Bel70, Gal85]. Weiterhin nimmt der Gaunt-Faktor mit wachsender Ionenladung zu [Coc83]. Die Gaunt-Faktor Näherung sollte also nur in den Fällen benutzt werden, in denen es zunächst auf eine Abschätzung

der Größenordnung ankommt oder keine anderen theoretischen Werte zur Verfügung stehen.

Eng verknüpft mit der Stoßanregung ist der Umkehrprozeß von (1.11), die Entvölkerung angeregter atomarer Zustände durch inelastischen Stoß mit freien Elektronen. Durch das Prinzip des detaillierten Gleichgewichtes läßt sich der Abregungsratenkoeffizient mit dem Anregungsratenkoeffizienten verbinden

$$X_{10} = \frac{g_0}{g_1} X_{01} e^{\Delta E_{01}/kT_e} \quad (1.24)$$

$$\text{oder } X_{10} = \frac{K}{g_1} T_e^{-1/2} \gamma_{01} \quad (1.25)$$

Im Rahmen dieser Arbeit möchten wir nicht näher auf die Berechnung der Stoßgrößen σ , Ω und γ eingehen, da sich dies inzwischen zu einem eigenständigen, umfangreichen und komplizierten Arbeitsgebiet entwickelt hat. Die Details der verschiedenen theoretischen Verfahren können in mehreren Übersichtsartikeln [Sea62, Moi68, Bur68, Bur70, Bel70, Sea75, Rob80, Hen81, Kim83, Cra 83, Dub83, Jan85, Gal85, Moo88] nachgelesen werden. Dennoch wollen wir an dieser Stelle die bekannten Skalierungsgesetze angeben. Wir schränken unsere Betrachtung auf nicht allzu schwere Ionen ein, deren elektronische Zustände durch das LS-Kopplungsschema beschrieben werden können. Innerhalb dieses Schemas gibt es drei Hauptkategorien von Übergängen

1. optisch erlaubte Dipolübergänge ($\Delta L = 1, \Delta S = 0$),
2. optisch verbotene Übergänge ohne Spinwechsel ($\Delta L \neq 1, \Delta S = 0$)
und
3. spin verbotene Übergänge ($\Delta S \neq 0$).

Die Form des Wirkungsquerschnittes und der Stoßstärke für die Kategorien 1) – 3) ist in Abbildung 1.1 in Abhängigkeit von der reduzierten Elektronenenergie $u = E/\Delta E$ schematisch dargestellt. Im Gegensatz zu neutralen Atomen, die am Schwellwert ($u = 1$) einen infinitesimal kleinen Wirkungsquerschnitt haben, tritt bei der Anregung von Ionen ein endlicher Wert auf. Der Grund dafür liegt in der langreichweitigen Natur des Coulombfeldes, das das einfallende Elektron beschleunigt. Tabelle 1.1 zeigt eine Zusammenfassung des asymptotischen Verhaltens [Sea62, Och64, Och65, Hen81]. Der Ratenparameter besitzt gemäß (1.20) qualitativ die gleiche asymptotische Form

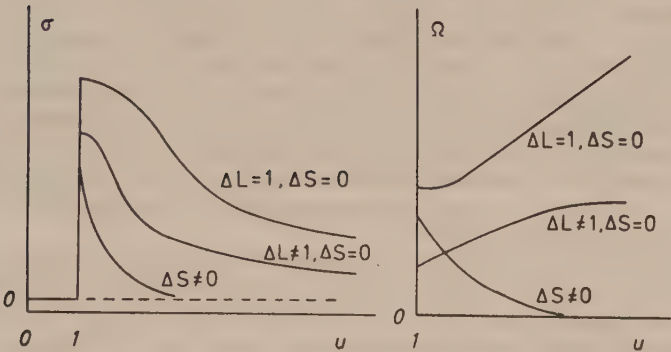


Abbildung 1.1: Grundtendenzen des Wirkungsquerschnittes und der Stoßstärke

	$u \longrightarrow \infty$
$\Delta L = 1, \Delta S = 0$	$\sigma \propto f u^{-1} \ln u$ $\Omega \propto f \ln u$
$\Delta L \neq 1, \Delta S = 0$	$\sigma \propto u^{-1}$ $\Omega \propto konst.$
$\Delta S \neq 0$	$\sigma \propto u^{-3}$ $\Omega \propto u^{-2}$

Tabelle 1.1: Asymptotisches Verhalten von Wirkungsquerschnitt und Stoßstärke

wie die Stoßstärke. Für optisch erlaubte Dipolübergänge wächst er mit steigender Elektronentemperatur. Bei den optisch verbotenen Übergängen ohne Spinänderung ist der Ratenparameter nahezu konstant und nimmt bei den Interkombinationsübergängen mit ansteigendem kT_e ab. Die Anregungsratenkoeffizienten erreichen bei $\Delta E/kT_e \simeq 1$ ihren Maximalwert und fallen danach ab. Den stärksten Abfall zeigen die spin-verbotenen Übergänge. Bei den ($\Delta L \neq 1, \Delta S = 0$) - Übergängen fällt die Abnahme mit wachsender Elektronentemperatur deutlich geringer aus, während die Ratenkoeffizienten der optisch erlaubten Dipolübergänge über einen weiten Temperaturbereich annähernd konstant sind und erst bei sehr hohen kT_e -Werten in die $T_e^{-1/2}$ -Abhängigkeit übergehen. Auf diesen unterschiedlichen Temperaturverläufen beruhen die Verfahren zur spektroskopischen Bestimmung von kT_e [Kun68b, Gab72, Pra81, Pra82].

In Tabelle 1.1 ist nur das für große u -Werte erwartete Grundverhalten von σ und Ω in reiner LS-Kopplung angeführt. Drastische Abweichungen können auftreten, wenn die gebundenen Zustände durch andere Kopplungsschemata beschrieben werden müssen oder eine Aufschlüsselung nach dem Typ des Übergangs erfolgt [Bel70, Hen81]. So wird bei $\Delta n \neq 0$ - Übergängen der Ratenkoeffizient hauptsächlich durch Stoßstärken am Schwellwert ($u \simeq 1$) festgelegt, während bei $\Delta n = 0$ - Übergängen aufgrund des kleinen Energieabstandes der Zustände noch große u -Werte wesentlichen Einfluß haben.

Oft tritt das Problem auf, daß die Stoßgrößen für das untersuchte Ion nicht vorhanden sind, aber für andere Ionen der isoelektronischen Sequenz vorliegen. In diesem Fall besteht die Notwendigkeit einer Interpolation oder Extrapolation bezüglich Z . Die entsprechenden Skalierungsgesetze sind zuerst für wasserstoffähnliche Ionen aufgestellt worden [Bur70] und beruhen im wesentlichen auf der Tatsache, daß die Übergangsenergien für $\Delta n \neq 0$ - Übergänge proportional zu Z^2 sind [Edl64]. Im einzelnen gilt (die Z -skalierten Größen sind mit einem Stern gekennzeichnet):

$$\sigma^* = Z^4 \sigma(u) \quad (1.26)$$

$$\Omega^* = Z^2 \Omega(u) \quad (1.27)$$

$$\gamma^* = Z^2 \gamma(\Delta E/kT_e) \quad (1.28)$$

$$X^* = Z^3 X(\Delta E/kT_e) \quad (1.29)$$

Wasserstoffähnliche Ionen skalieren mit der Kernladungszahl Z_N ($Z = Z_N$ in (1.26) - (1.29)). Andere isoelektronische Sequenzen können entweder rein wasserstoffähnlich behandelt werden, indem für Z die spektroskopische Zahl

eingesetzt wird oder durch eine effektive Ladungszahl $Z_{gk}^{eff} = Z_N - a_{gk}$ beschrieben werden. Der Abschirmparameter a_{gk} für den Übergang $g \rightarrow k$ läßt sich aus den bekannten Termenergien gewinnen. Im Prinzip müßte für jeden Übergang ein Abschirmparameter bestimmt werden. Es läßt sich zeigen, daß für $Z_N \rightarrow \infty$ die skalierten Größen einen konstanten Wert annehmen [Bur70]. Da aber die Skalierungsgesetze (1.26) bis (1.29) nur die grobe Z -Abhängigkeit aufheben, ist eine Skalierung mit der spektroskopischen Zahl fast immer ausreichend. Die größte Ungenauigkeit besteht bei den ersten Elementen einer isoelektronischen Reihe und nimmt mit wachsender Kernladungszahl ab. Es sei noch darauf hingewiesen, daß σ^* und Ω^* für $u \rightarrow \infty$ unabhängig von Z sind [Bur70].

Ein weiterer wichtiger Aspekt ist die Abhängigkeit des Anregungsratenkoeffizienten von der Hauptquantenzahl n . Auch hier ist wiederum nur ein qualitatives Verständnis durch die Eigenschaften wasserstoffähnlicher Ionen möglich. In der Gaunt-Faktor Näherung ist der Anregungsratenkoeffizient proportional zu $f/\Delta E$. Für die Lyman-Serie gilt [Bet77,Tuc75]:

$$\frac{f}{\Delta E} \propto n^7 \frac{(n-1)^{2n-5}}{(n+1)^{2n+5}}, \quad (1.30)$$

d.h., $f/\Delta E \rightarrow n^{-3}$ für $n \rightarrow \infty$. Der Anregungsratenkoeffizient vom Grundzustand nimmt für optisch erlaubte Dipolübergänge mit der dritten Potenz der Hauptquantenzahl ab ($X \propto n^{-3}$). Die Besetzung angeregter Zustände vom Grundzustand aus verringert sich drastisch mit wachsender Hauptquantenzahl. Folglich verlieren die Spektrallinien zunehmend an Intensität. Im Experiment ist daher die Beobachtung auf wenige Resonanzniveaus beschränkt. In der Regel zeigen die Anregungsratenkoeffizienten das gleiche Verhalten wie die Übergangswahrscheinlichkeiten. D.h., den größten Wert besitzen die optisch erlaubten Dipolübergänge, wohingegen die Anregungsratenkoeffizienten für Monopol- oder Quadrupolübergänge erheblich kleiner ausfallen. Leider hat diese Aussage keinen allgemeingültigen Charakter. Eine Ausnahme bilden z.B. neonähnliche Ionen, die in den letzten Jahren auf ihre Möglichkeit hin untersucht wurden, Besetzungsinversion für einen Laser im weichen Röntgengebiet zu erzeugen. Bei neonähnlichen Ionen unterscheidet sich der Ratenkoeffizient für den verbotenen Übergang $2p^6 \rightarrow 2p^5 3p$ kaum von dem für den optisch erlaubten $2p^6 \rightarrow 2p^5 3s$ Stoß. Da das $2p^5 3s$ - Niveau sofort wieder durch Strahlung zerfällt, kann für Ionen in einem bestimmten Temperatur- und Dichtebereich eine Besetzungsinversion zwischen den $3s$ - und $3p$ - Zuständen auftreten. Eine weitere Ausnahme findet sich bei lithiumähnlichen Ionen [Cha84,Koe89b].

1.3 Ionisation und Rekombination

Im Korona-Modell ist die Konzentration n_j der j -ten Ionisationsstufe identisch mit der Besetzungsdichte des Grundzustandes $n_j(g, t)$. Die zeitliche Verteilung über die einzelnen Ladungszustände wird beschrieben durch das folgende Ratengleichungssystem

$$\begin{aligned}\frac{dn_{j-1}}{dt} &= n_e(S_{j-2}n_{j-2} - S_{j-1}n_{j-1} + \alpha_j n_j - \alpha_{j-1}n_{j-1}) \\ \frac{dn_j}{dt} &= n_e(S_{j-1}n_{j-1} - S_j n_j + \alpha_{j+1}n_{j+1} - \alpha_j n_j) \\ \frac{dn_{j+1}}{dt} &= n_e(S_j n_j - S_{j+1}n_{j+1} + \alpha_{j+2}n_{j+2} - \alpha_{j+1}n_{j+1})\end{aligned}\quad (1.31)$$

mit S_j als dem Ratenkoeffizienten für Ionisation und α_j als dem für Rekombination. Auf der rechten Seite einer jeden Differentialgleichung ist noch ein Quellterm zu addieren, auf den wir am Ende dieses Kapitels näher eingehen werden. Die Summe über alle Ionisationsstufen ergibt die absolute Dichte n des Elementes

$$\sum_j n_j = n. \quad (1.32)$$

In einem Plasma können unterschiedliche Ionisations- und Rekombinationsmechanismen auftreten. Die fundamentale Annahme, die der gesamten Plasmaspektroskopie zugrunde liegt, besteht darin, daß die verschiedenen Stoßprozesse als unabhängig voneinander vorausgesetzt werden. Folglich addieren sich die Ratenkoeffizienten der Einzelprozesse.

Für den Bereich der Ionisation dominiert in der Regel die Ionisation aus der äußersten Schale

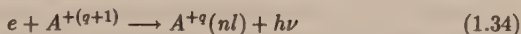


Für diesen Prozeß gibt es eine Reihe von empirischen und semi-empirischen Formeln, deren Ziel es ist, einen Satz von gemessenen Werten durch einen relativ einfachen Ausdruck, der nur wenige freie Parameter enthält, auszudrücken [You85]. Diese Formeln liefern für höher geladene Ionen Ionisationsratenkoeffizienten, die auf einen Faktor 2 bis 3 genau sind. Quantenmechanische Rechnungen berücksichtigen im Detail die Struktur und die Eigenschaften des speziellen Ions. Da es inzwischen eine Fülle von theoretischen Rechnungen gibt, sei an dieser Stelle nur auf die neueren Bibliographien von Itikawa et al. [Iti84] und Tawara et al. [Taw87] hingewiesen. Eine Übersicht

der verschiedenen theoretischen Verfahren zur Berechnung des Ionisationsratenkoeffizienten findet sich in [Car80] und [Moo88]. Der Ionisationsprozeß ist ausführlich in der Monographie von Märk und Dunn [Mae85] diskutiert.

Als Rekombinationsmechanismen kommen in einem vollionisierten Plasma die Dreierstoßrekombination α'_{tb} , die Strahlungsrekombination α_{rr} und die dielektronische Rekombination α_{dr} in Frage. Die Dreierstoßrekombination ist der Umkehrprozeß zu der Ionisation (1.31) und kann mit dem Prinzip des Detaillierten Gleichgewichtes durch den Ionisationsratenkoeffizienten ausgedrückt werden. Im Gegensatz zu allen anderen Stoßmechanismen hängt der Ratenkoeffizient α_{tb} explizit von der Dichte ab: $\alpha_{tb} = n_e \alpha'_{tb}$. Eine Formel für α_{tb} wurde von Griem [Gri64] aufgestellt. Da die Dreierstoßrekombination nur in Plasmen mit extrem hoher Elektrodichte wichtig wird, kann sie in fast allen Anwendungen vernachlässigt werden.

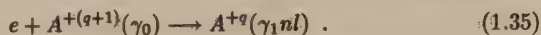
Bei der Strahlungsrekombination



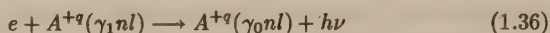
wird ein freies Elektron direkt in einen angeregten atomaren Zustand eingefangen. Da die freien Elektronen kontinuierliche Energiezustände besitzen, ist das Spektrum der Photorekombination kontinuierlich. Allerdings treten Diskontinuitäten bei den Frequenzen $h\nu = E(\infty) - E(nl)$ auf, wobei $E(\infty)$ die Ionisationsenergie des Ions A^{+q} ist. Strahlungsrekombination findet hauptsächlich in Zustände mit $E(\infty) - E(nl) > kT_e$ statt [Sob81]. Für diese Zustände nimmt der Ratenkoeffizient mit zunehmender Hauptquantenzahl leicht ab ($\alpha_{rr}(nl) \propto n^{-1}$). Für höhere Rekombinationsniveaus $E(\infty) - E(nl) < kT_e$ ist α_{rr} proportional zu n^{-3} . Der totale Ratenkoeffizient ergibt sich aus der Summe der Strahlungsrekombinationsratenkoeffizienten in die einzelnen Zustände: $\alpha_{rr} = \sum_{nl} \alpha_{rr}(nl)$. Im Hochtemperaturfall $kT_e > E(\infty)$ bildet der Elektroneneinfang in Zustände mit $n \leq n_0$ (n_0 bezeichnet den Grundzustand von A^{+q}) den Hauptbeitrag zu α_{rr} [Jan85]. Seaton [Sea59] leitete eine Formel für den totalen Ratenkoeffizienten für Strahlungsrekombination in wasserstoffähnliche Ionen her, die weit verbreitet ist und gerne auch für eine Abschätzung bei nicht wasserstoffähnlichen Systemen herangezogen wird.

Die dielektronische Rekombination kann als ein 2-Stufen Prozeß aufgefaßt werden. Wenn ein Elektron mit einem Ion stößt und die kinetische Energie des Elektrons etwas kleiner als die Anregungsenergie ist, so kann das Elektron eine Anregung hervorrufen und gleichzeitig in einen hoch angeregten gebundenen Zustand eingefangen werden. Bezeichnen wir mit γ_0

und γ_1 den Grund- und angeregten Zustand des Ions $A^{+(q+1)}$, so läßt sich der dielektronische Einfangprozeß symbolisch wie folgt hinschreiben



Die Energie des doppelt angeregten Zustandes $A^{+q}(\gamma_1 nl)$ liegt oberhalb der Ionisationsenergie von A^{+q} und konvergiert für $n \rightarrow \infty$ gegen $E(A^{+(q+1)}(\gamma_1))$. Der zweite Schritt besteht in einer Stabilisierung dieses instabilen Zustandes



durch die Emission eines Photons, das als Satellit zur Resonanzlinie $A^{+(q+1)}(\gamma_1 \rightarrow \gamma_0)$ auftritt. Der einfach angeregte Endzustand $A^{+q}(\gamma_0 nl)$ der dielektronischen Rekombination kann durch spontanen Strahlungszerfall in den Grundzustand des Ions A^{+q} übergehen. In der Berechnung des Ratenkoeffizienten geht die Wahrscheinlichkeit für Autoionisation (Umkehrprozeß von 1.35), die als konkurrierender Prozeß zur Strahlungsstabilisierung auftritt, ein. Dielektronischer Einfang und Autoionisation sind über das Prinzip des Detaillierten Gleichgewichtes miteinander verbunden. Eine ausführliche Behandlung der dielektronischen Rekombination wurde kürzlich von Hahn und LaGattuta veröffentlicht [Hah88]. Analog zur Strahlungsrekombination berechnet sich der totale dielektronische Rekombinationsratenkoeffizient α_{dr} aus der Summe über die Einzelzustände. Burgess [Bur64, Bur65] war der erste, der eine generelle semi-empirische Formel aufgestellt hat, die in der Vergangenheit oft zur Berechnung von α_{dr} benutzt wurde.

Je nach Elektronentemperatur tragen dielektronische und Strahlungsrekombination unterschiedlich zum gesamten Rekombinationsratenkoeffizienten bei. Der Ratenkoeffizient für Strahlungsrekombination besitzt eine $T_e^{-1/2}$ -Abhängigkeit ($\alpha_{rr} \propto T_e^{-1/2}$), während sich der für dielektronische Rekombination bei kleinen und großen Temperaturen unterschiedlich verhält: $\alpha_{dr} \propto e^{-1/T_e}$ für $T_e \rightarrow 0$ und $\alpha_{dr} \propto T_e^{-3/2}$ für $T_e \rightarrow \infty$ [Jan85]. Folglich dominiert bei kleinen Elektronentemperaturen die Strahlungsrekombination. In einem mittleren Temperaturbereich überwiegt in der Regel die dielektronische Rekombination, während zu großen Temperaturen hin dielektronische und Strahlungsrekombination etwa gleich groß sind [Mew88]. Diese Aussagen geben natürlich nur die grobe Tendenz an und müssen für jedes Ion genau überprüft werden.

Eine kritische Aufbereitung der Ratenkoeffizienten für Ionisation, dielektronische und Strahlungsrekombination wurde von Aldrovandi et al.

[Ald73,Ald76], Shull und VanSteenberg [Shu82] und von Arnaud und Rothenflug [Arn85] vorgenommen. Diese Autoren geben einfache Formeln für die Ratenkoeffizienten und für eine Vielzahl von Ionen die dazugehörenden Anpaßparameter an. Soweit möglich, empfiehlt sich aus praktischen Gründen eine Benutzung dieser Arbeiten.

Die Ratengleichungen (1.31) sind ein System gekoppelter Differentialgleichungen, die nur simultan gelöst werden können. Für stationäre Plasmen ($dn_j/dt = 0$) ist die Verteilung in zwei aufeinanderfolgenden Ionisationsstufen gegeben durch die Korona-Relation: $n_{j+1}/n_j = S_j/\alpha_{j+1}$. In transienten Plasmen ($dn_j/dt \neq 0$), die so schnell aufgeheizt werden, daß die Ionen weit entfernt von ihrem Ionisationsgleichgewicht sind, kann die Rekombination normalerweise vernachlässigt werden. Die zeitliche Entwicklung der Ionen wird allein durch die Ionisation festgelegt. Dies setzt voraus, daß die angeregten Zustände, von denen Spektrallinien ausgehen, im Vergleich zum Grundzustand eine stationäre Besetzung besitzen. Die Relaxationszeit für die Besetzungsdichte der angeregten Zustände wird bei nicht allzu hohen Elektronendichten (d.h. $A_{ki} \gg n_e X_{ki}$) durch die spontane Strahlungszerfallsrate bestimmt und ist daher wesentlich kleiner als die Zeitskala, auf der eine Änderung der Grundzustandsbesetzungsdichte infolge Ionisation erfolgt. Erst durch diese beiden unterschiedlichen Zeitskalen wird eine getrennte Messung der Ratenkoeffizienten für Ionisation und Anregung möglich.

Der Quellterm beschreibt all jene Vorgänge, die neben den atomphysikalischen Prozessen eine zeitliche Änderung der Ionendichte hervorrufen. Transportprozesse spielen nur bei langlebigen Laborplasmen (z.B. Tokamak) eine wesentliche Rolle und können bei kurzen gepulsten Experimenten wie dem Theta-Pinch vernachlässigt werden [Gri88]. Allerdings muß bei einem Theta-Pinch die Volumenkompression berücksichtigt werden. Mit der Annahme, daß die Gesamtzahl der Plasmateilchen während der gesamten, nutzbaren Entladungsdauer erhalten bleibt, ergibt sich für den Quellterm [Dat76]

$$\text{Quellterm} = \frac{n_j}{n_e} \frac{dn_e}{dt} . \quad (1.37)$$

Der Quellterm sorgt dafür, daß auch bei einer Änderung des Plasmavolumens die totale Ionendichte (1.32) konstant bleibt.

1.4 Optische Tiefe

In unserer bisheriger Betrachtung haben wir stillschweigend vorausgesetzt, daß jedes Photon, das im Plasmainterinneren erzeugt wird, ungehindert die Oberfläche verläßt und damit nachgewiesen werden kann. Dieser Extremfall liegt in der Praxis jedoch kaum vor. Die Photonen werden auf ihrem Weg zur Plasmaoberfläche mehr oder weniger stark absorbiert. Dadurch entspricht die gemessene Strahldichte nicht mehr der wirklich vorhandenen. Eine entsprechende Korrekturmethode, die sich in der Plasmaspektroskopie bewährt hat, beruht auf einem von Mitchell und Zemansky [Mit71] angegebenen Verfahren.

Für ein homogenes, eindimensionales Plasma lautet die Strahlungstransportgleichung [Ric68]

$$L_{\lambda} = \frac{\varepsilon_{\lambda}}{\kappa_{\lambda}} (1 - e^{-\tau_{\lambda}}) \quad (1.38)$$

mit $\tau_{\lambda} = \kappa_{\lambda} l_p$ als der optischen Dicke. Wir nehmen an, daß das Emissions- und Absorptionsprofil der Spektrallinie gleich sind und lassen als einzigen Verbreiterungsmechanismus die Doppler-Verbreiterung zu. Die spektralen Koeffizienten für Emission ε_{λ} und Absorption κ_{λ} sind damit durch ein Gaußprofil festgelegt. Für den spektralen Emissionskoeffizienten erhalten wir nach Gleichung (1.1)

$$\varepsilon_{\lambda}(1 \rightarrow 0) = \frac{\Delta E_{01}}{4\pi} A(1 \rightarrow 0) n(1) \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\Delta\lambda_D \sqrt{\pi}} \exp\left(-2\sqrt{\ln 2} \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2. \quad (1.39)$$

Die volle Halbwertsbreite bei der Hälfte der Intensität ist mit $\Delta\lambda_D$ bezeichnet; $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_{01}$ gibt den Abstand von der Linienmitte an. Mit dem Ansatz

$$\kappa_{\lambda} = \kappa_0 e^{-(\Delta\lambda/\Delta\lambda_D)^2} \quad (1.40)$$

für den spektralen Absorptionskoeffizienten und Gleichung (1.39) ergibt sich für die spektrale Strahldichte L_{λ} der Spektrallinie (Gleichung (1.38))

$$L_{\lambda}(1 \rightarrow 0) = \frac{\Delta E_{01}}{4\pi} A(1 \rightarrow 0) n(1) \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\Delta\lambda_D \kappa_0 \sqrt{\pi}} \left(1 - e^{-\kappa_0 l_p e^{-(\Delta\lambda/\Delta\lambda_D)^2}}\right) \quad (1.41)$$

Die Integration von (1.41) über die Wellenlänge

$$L(1 \rightarrow 0) = \int_{\lambda} L_{\lambda}(1 \rightarrow 0) d\lambda. \quad (1.42)$$

liefert die Strahldichte der Linie

$$L(1 \rightarrow 0) = \Theta \varepsilon(1 \rightarrow 0) l_p . \quad (1.43)$$

Die Größe Θ ($0 < \Theta \leq 1$)

$$\Theta = \frac{1}{\kappa_0 l_p \sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(1 - e^{-\kappa_0 l_p e^{-x^2}}\right) dx \quad (1.44)$$

ist ein Maß für die Transparenz des Plasmas bezgl. der Linie $1 \rightarrow 0$. Für $\Theta = 1$ ($\kappa_0 l_p = 0$) liegt der Extremfall des vollständig, optisch dünnen Plasmas vor. Bei der Berechnung der optischen Dicke in Linienmitte, $\tau_0 = \kappa_0 l_p$, hat sich die von Griem angegebene Formel [Gri64]

$$\tau_0(0 \rightarrow 1) = \sqrt{\frac{\pi}{2}} r_0 \left(\frac{M_a c^2}{k T_i} \right)^{1/2} f_{01} \lambda_{01} n_0 l_p \quad (1.45)$$

bewährt [Elt67, Cha84]. In Gleichung (1.45) steht r_0 für den klassischen Elektronenradius, M_a für die Masse des Emitters und $k T_i$ für seine Temperatur. Wir erhalten nach Auswertung der Konstanten

$$\tau_0(0 \rightarrow 1) = 2.9223 \times 10^{-9} \left(\frac{A_r Ryd}{k T_i} \right)^{1/2} f_{01} \lambda_{01} n_0 l_p , \quad (1.46)$$

wobei A_r das relative Atomgewicht, Ryd die Rydbergenergie in eV, $k T_i$ die Ionentemperatur in eV, λ_{01} die Wellenlänge in cm, l_p die Plasmalänge in cm und n_0 die Besetzungsdichte des unteren Zustandes in cm^{-3} ist. Da die optische Dicke proportional zum Produkt aus Oszillatorenstärke f_{01} und Besetzungsdichte n_0 ist, werden Resonanzlinien am stärksten durch Selbstabsorption beeinflusst. Die gemessene Strahldichte L_{exp} muß daher nach der Beziehung

$$L_{w,exp} = \Theta^{-1} L_{exp} \quad (1.47)$$

korrigiert werden, um die wahre Strahldichte $L_{w,exp}$ der Linie zu erhalten. Wir haben den Korrekturfaktor Θ^{-1} nach dem von Mitchell und Zemansky angegebenen Verfahren [Mit71, Appendix V] neu berechnet. Das Ergebnis ist in Abbildung 1.2 grafisch dargestellt. Für kleine optische Dicken ($\tau_0 \lesssim 0.4$) kann die Korrektur vernachlässigt werden, während größere τ_0 -Werte doch zu einer deutlichen Verringerung der Linienstrahlstärke führen. Eine experimentelle Überprüfung dieses Korrekturverfahrens gelang uns in einer früheren Arbeit [Cha84].

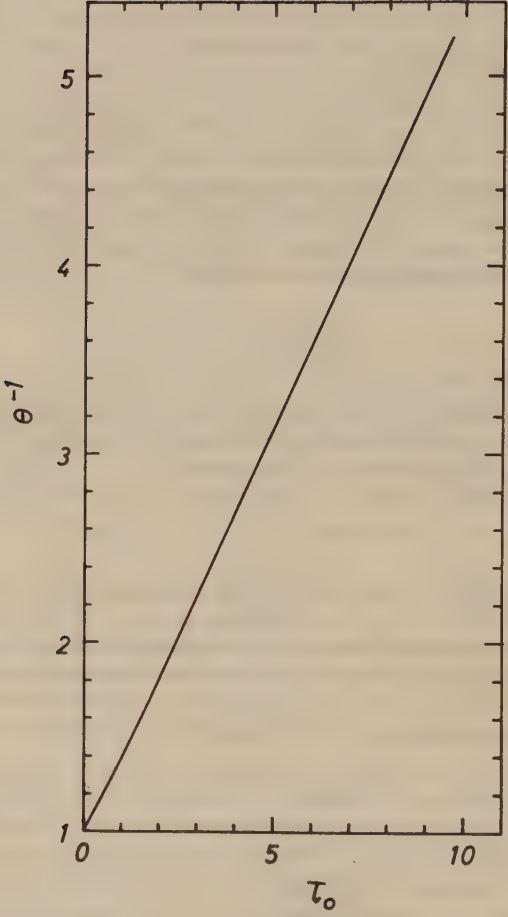


Abbildung 1.2: Korrekturfaktor für optische Dicke

Kapitel 2

Experimenteller Aufbau

Dieses Kapitel geht näher auf den Aufbau des Experimentes ein. Der erste Paragraph ist eine kurze technische Beschreibung des Theta-Pinches. Der nächste Abschnitt stellt die benutzten optischen Nachweissysteme vor, während das letzte Kapitel den Ablauf und die prinzipielle Vorgehensweise der Messungen erläutert.

2.1 Der Theta – Pinch

Das für die Erzeugung hochgeladener Ionen benötigte heiße Plasma wurde von einer komplexen Theta-Pinch Anlage bereitgestellt. Ein Theta-Pinch ist ein elektromagnetischer Hochenergie – Impulsgenerator mit kapazitiver Energiespeicherung. Eine Kondensatorbatterie mit hohem Energieinhalt wird über eine einwindige Spule entladen. In der Spule befindet sich ein mit Gas gefülltes Glasrohr. Das rasch ansteigende axiale Magnetfeld B_z induziert ein azimuthales elektrisches Feld, das im Plasma einen azimuthalen Strom j_θ hervorruft. Dieser Strom, der dem Spulenstrom entgegengesetzt gerichtet ist, verhindert ein weiteres Eindringen des äußeren Magnetfeldes $B_a (= B_z)$, das weiter ansteigt und damit eine Kompression des Plasmas bewirkt (Abb. 2.1). Die Kompression setzt sich solange fort, bis der kinetische Druck des Plasmas und der magnetische Druck eines eventuell eingefangenen Magnetfeldes B_i dem äußeren Magnetfelddruck das Gleichgewicht halten

$$\frac{B_a^2}{2\mu_0} = n_e k T_e + n_i k T_i + \frac{B_i^2}{2\mu_0} . \quad (2.1)$$

Es sind im wesentlichen drei Anforderungen bei der technischen Realisierung zu beachten:

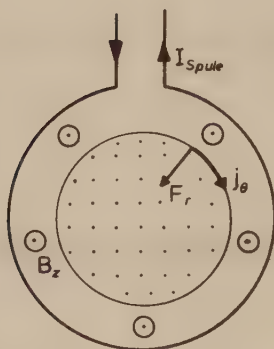


Abbildung 2.1: Prinzip eines Theta-Pinches

- Bereitstellung eines geeigneten Anfangsplasmas,
- eine sehr hohe Stromanstiegsgeschwindigkeit als Voraussetzung für eine schnelle Plasmakompression zur Plasmaaufheizung und
- ein guter Plasmaeinschluß mit einer langen Einschlußzeit.

Für spektroskopische Untersuchungen ist es sinnvoll, zusätzlich noch die Forderung nach einem homogenen und scharf begrenzten Plasma zu stellen. Diese Forderung ist nicht separat zu erfüllen, sondern eng mit den obigen Forderungen verknüpft.

Der Theta-Pinch, an dem die vorliegenden Messungen durchgeführt wurden, besteht aus drei Kondensatorbatterien (Abb. 2.2), die zeitlich nacheinander über die einwindige Spule entladen werden. Der Hochfrequenzsender (HF) erzeugt die ersten freien Ladungsträger, indem an beiden Seiten der Spule ein hochfrequentes elektrisches Feld über zwei ringförmige, nicht geschlossene Elektroden eingekoppelt wird. Zusammen mit dem HF-Sender stellt die Vorheizung das benötigte Anfangsplasma zur Verfügung. Die Vorheizung wurde durch eine schwache Pinchentladung realisiert. Die Parameter dieses Schwingkreises bestimmen entscheidend die Güte des Plasmas während der Hauptentladung. Der Einsatzzeitpunkt der Hauptentladung muß so gewählt werden, daß der Ionisationsgrad des Anfangsplasmas

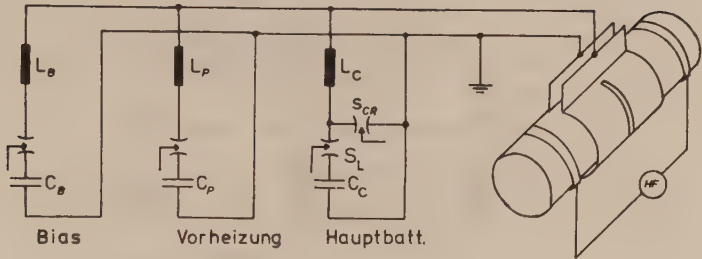


Abbildung 2.2: Schema des Theta-Pinches

noch möglichst hoch ist, während gleichzeitig fast kein Magnetfeld der Vorheizungsentladung mehr vorhanden sein darf. Aus diesem Grunde wurde die Vorheizung durch einen $0.1 \, \Omega$ - Widerstand aus Manganin zusätzlich gedämpft.

Die Forderung nach einer hohen Stromanstiegsgeschwindigkeit kann nur durch einen induktionsarmen Aufbau des gesamten Entladungskreises verwirklicht werden. Die Hauptbatterie besteht daher aus einer Parallelschaltung von zwanzig identisch aufgebauten Einzelkreisen. Jeder Einzelkreis setzt sich zusammen aus zwei parallel geschalteten Speicherkondensatoren, einer Last- und einer Crowbarfunkenstrecke und sechs Koaxialkabeln, die die Verbindung der Einheit mit der Kollektorplatte herstellen. Jeder Hochspannungskondensator hat eine Kapazität von $4.5 \, \mu\text{F}$ und kann auf maximal $40 \, \text{kV}$ aufgeladen werden. Die Kondensatoren und Funkenstrecken einer Einheit sind über Aluminiumplatten miteinander verbunden. Die Last- und Crowbarfunkenstrecken sind Dreielektrodenfunkenstrecken, die, um ihre Eigeninduktivität möglichst gering zu halten, einen koaxialen Stromverlauf haben.

Die Biasbatterie und der schon erwähnte Crowbar sind für den Einschluß und die Kompaktheit des Plasmas verantwortlich. Bei einem Theta-Pinch ohne Bias sind die Magnetfeldlinien an den Spulenenden immer offen, so daß die Plasmateilchen ungehindert aus dem Kompressionsvolumen strömen können. Die Biasbatterie hingegen erzeugt im Zusammenwirken mit der Hauptentladung eine kompakte Magnetfeldkonfiguration. Im Gegensatz

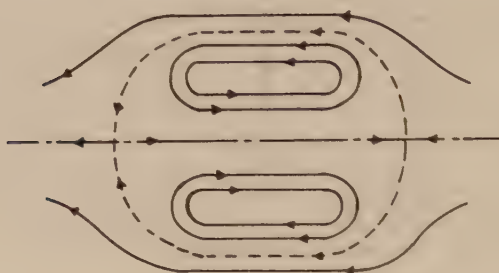


Abbildung 2.3: field-reversed configuration (FRC)

zur Hauptbatterie werden die beiden Kondensatoren des Bias-Feldes, die mit Hilfe einer Trigatron-Funkenstrecke gezündet werden, mit umgekehrter Polarität aufgeladen, so daß die Richtung der Bias-Magnetfeldlinien entgegengesetzt dem Magnetfeld der Hauptentladung ist. Kurz nach der Zündung der Hauptbatterie kommt es zu einem Zusammenschluß der bis dahin offenen Magnetfeldlinien, und es entsteht die in Abbildung 2.3 schematisch dargestellte Magnetfeldkonfiguration, die die Endverluste des Plasmas drastisch reduziert. Eine in den Stromkreis eingebaute Luftspule mit großer Induktivität sorgt für ein langsames Ansteigen des Bias-Magnetfeldes.

Ein wirksamer Plasmaeinschluß ist nur während der ersten Halbperiode der gedämpften Schwingung der Hauptentladung möglich. Für eine längere Plasmalebensdauer muß der Strom in der Pinch-Spule nach der ersten Viertelperiode nahezu konstant aufrecht erhalten werden. Zu diesem Zweck ist unser Experiment mit einem passiven Crowbar ausgerüstet. Das Crowbar-Prinzip läßt sich leicht anhand von Abbildung 2.4 und 2.5 verdeutlichen. Die Hauptentladung beginnt mit dem Schließen der Lastfunkenstrecken S_L ; die Crowbarfunkenstrecke S_{CR} bleibt geöffnet. Der Strom $i_c = i_L$ steigt innerhalb einer Viertelperiode auf seinen Maximalwert an. Im Strommaximum wird nun der Crowbarschalter S_{CR} geschlossen. Der Gesamtstrom teilt sich nun auf zwei miteinander gekoppelte Stromkreise auf. Der Spulenstrom i_L fällt aufgrund der vorhandenen ohmschen Verlustwiderstände exponentiell ab (Abb. 2.5). Bei unserem Experiment beträgt die $1/e$ -Abklingzeit des Spulenstromes ungefähr $17\mu s$.

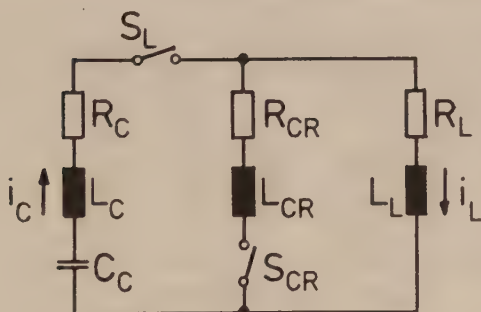


Abbildung 2.4: Grundsaltung des Theta-Pinches mit passivem Crowbar

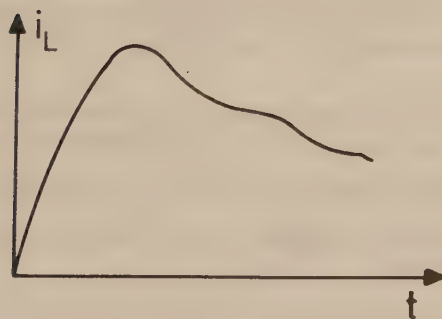


Abbildung 2.5: Zeitlicher Verlauf der Zweigströme

In Tabelle 2.1 sind die wichtigsten elektrischen Daten des Theta-Pinches für die benutzte Entladungsbedingung zusammengefaßt.

	<i>Bias</i>	<i>Vorheizung</i>	<i>Hauptbatterie</i>
C (μF)	120	2	180
U_{max} (kV)	4	44	35
E_{max} (kJ)	1	2	110
L_{ges} (nH)	6000	420	75
i_{max} (kA)	14	95	1750
B_{max} (T)	0.04	0.2	3.6
$\tau/4$ (μs)	42	1.45	5.75

Tabelle 2.1: elektrische Daten

Die Pinchspule ist insgesamt 60 cm lang, hat eine Induktivität von 58 nH und besteht aus zwei Segmenten, die durch einen 12 mm breiten Spalt voneinander getrennt sind. Beide Teilspulen sind aus Aluminium gefertigt. Der Innendurchmesser beträgt 21 cm und die Wandstärke 7 cm.

2.2 Optischer Aufbau

Es standen insgesamt sieben Systeme für die Aufnahme der emittierten Plasmastrahlung zur Verfügung. Unter einem optischen Nachweissystem verstehen wir eine Anordnung, die sich aus den folgenden Komponenten zusammensetzt:

- einem optischen Abbildungssystem, das einen Teil des Plasmavolumens auf den Eintrittsspalt eines Spektrometers abbildet,
- einem Monochromator für die spektrale Zerlegung der Strahlung,
- einem Strahlungsempfänger, der das Licht in ein elektrisches Signal umwandelt und
- einem Meßsystem für die Aufnahme und Speicherung des elektrischen Signals.

Die Abbildung 2.6 zeigt eine Übersicht über den optischen Aufbau, wie er für die vorliegenden Messungen benutzt wurde. Die Monochromatoren M1

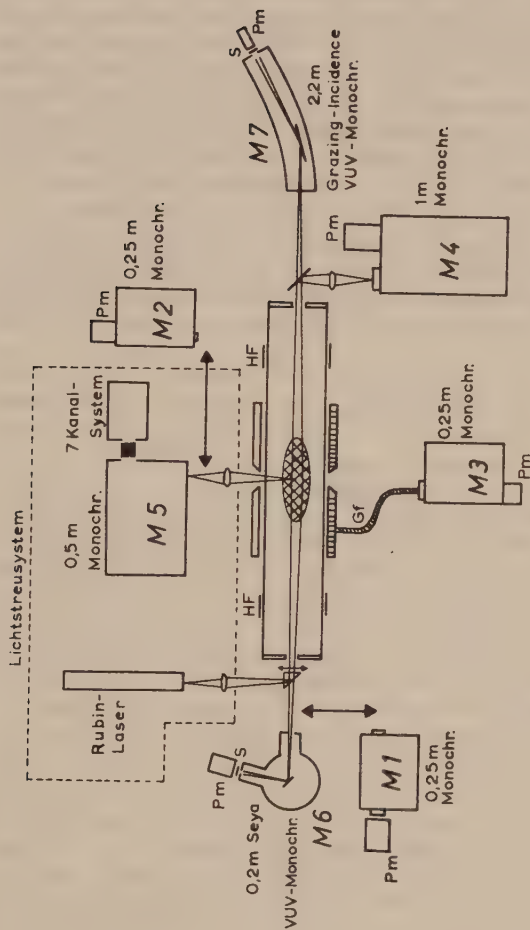


Abbildung 2.6: optischer Aufbau

bis M5 decken den Spektralbereich vom Ultravioletten bis in das Nahe Infrarot ab. Jeder der beiden Monochromatoren M1 und M2 ist mit zwei Gittern (2400 Str./mm, blaze 300 nm und 1200 Str./mm, blaze 500 nm) ausgerüstet. M2 ist fest unterhalb der Pinchspule installiert und dient hauptsächlich zur Überwachung der Entladungsqualität. Als guter Monitor erwies sich der Spektralbereich um 523 nm, in dem nahezu keine Linienstrahlung aus gängigen Atomen oder Ionen auftritt oder wahlweise die C V Linie bei 227.1 nm [Kun68b]. Die Monochromatoren M1 und M4 konnten entweder side-on oder end-on benutzt werden. M4 besitzt ein Gitter mit 1200 Str./mm und wurde aufgrund seiner höheren Auflösung für Linienprofilmessungen eingesetzt. Für end-on Messungen sind in den Balgrollenzugschiebern, die das Entladungsgefäß vakuumdicht abschließen, zentrische Quarzfenster mit einem Durchmesser von 30 mm eingebaut. Nicht eingezeichnet in Abbildung 2.6 sind die optischen Abbildungssysteme, die aus Umlenkspiegeln und Linsen geeigneter Brennweite bestehen und die Strahlung aus der Spulenmitte auf die Eintrittspalte fokussieren, für die Monochromatoren M1, M2 und M4.

Das optische Nachweissystem mit dem Monochromator M3 (1221 Str./mm, blaze 546 nm) ermöglicht eine axiale Messung. Zu diesem Zwecke sind insgesamt 60 Löcher in je 10 mm Abstand entlang der z-Achse in die Pinchspule gebohrt. Ein einzelnes Loch hat anfangs auf 63 mm Länge einen Durchmesser von 5 mm und verengt sich dann auf den verbleibenden 7 mm Länge auf einen Durchmesser von 1 mm. In diese Löcher wird nun das runde Ende eines 50 cm langen Querschnittswandlers aus Quarzglasfasern gesteckt. Der Durchmesser des Faserbündels beträgt 1.1 mm. Das andere Ende des Querschnittswandlers dient gleichzeitig als Eintrittsspalt für den Monochromator. Hier sind die Fasern in einem Rechteck von 0.15 mm Breite und 10 mm Länge angeordnet. Der Vorteil dieses Systems besteht darin, daß sich ohne großen Aufwand axiale spektroskopische Messungen durchführen lassen. Der Nachteil liegt in der schlechten Lichtstärke dieses Aufbaus.

Die Vakuum-UV Monochromatoren M6 und M7, die end-on über Tombackschläuche vakuumdicht an das Entladungsgefäß angeflanscht sind, erschließen insgesamt den Bereich von 2 bis 200 nm. Beide Geräte sind mit einem konkaven Gitter ausgerüstet. Der kleinere Monochromator M6 (1200 Str./mm) hat eine Seya-Namioka Aufstellung und eignet sich für den Spektralbereich von 30 bis 200 nm. Zu kürzeren Wellenlängen hin kann nur noch der Grazing-Incidence (M7) benutzt werden. Dieser Monochromator ist das wichtigste spektroskopische Instrument an unserem Pinch, da in dem Plasma hochgeladene Ionen erzeugt werden, deren Spektrallinien im weichen

Röntgengebiet liegen. Im Grazing-Incidence ist ein Konkavgitter mit 1200 Str./mm, einem Krümmungsradius von 2.217 m, einem blaze-Winkel von $2^{\circ}4'$ und einer blaze-Wellenlänge von 60 nm eingebaut. Der Einfallswinkel wurde auf 86° festgesetzt. Der Austrittsspalt befindet sich auf einem fahrbaren Schlitten, der sich auf dem Rowlandkreis bewegt. Die Breite des Ein- und Austrittsspalt ist von 0 bis 2 mm kontinuierlich einstellbar. An beiden VUV-Monochromatoren ist jeweils hinter dem Austrittsspalt ein Szintillator aus p-Terphenyl angebracht. Das Szintillationsmaterial wurde im Vakuum auf eine Quarzglasscheibe, die auch gleichzeitig als Vakuumabschluß dient, aufgedampft. P-Terphenyl hat eine Abklingzeit von ca. 5 ns und eine maximale Emission bei 440nm [Kle84].

Alle optischen Nachweissysteme sind so ausgelegt, daß sie das Beobachtungsvolumen auf 2 cm Durchmesser in Spulenmitte beschränken. Als Strahlungsempfänger wurden fast ausschließlich Fotomultiplier vom Typ RCA 1P28A eingesetzt. Für die Aufnahme und Speicherung der Fotomultipliersignale stand ein Transientenrekorder (Auflösung 8 bit, Abtastrate 20 MHz) in Verbindung mit einem Personalcomputer (IBM-AT kompatibel) zur Verfügung.

2.3 Das Meßverfahren

Nachdem wir in den vorherigen zwei Kapiteln den Aufbau des Pinches und die vorhandenen optischen Geräte näher beschrieben haben, werden wir nun das prinzipielle Meßverfahren in Bezug auf unsere Anlage vorstellen.

Ein Entladungszyklus beginnt mit dem Schließen des Plattenventils, das das Entladungsrohr von den angeschlossenen Turbomolekularpumpe trennt. Der installierte Bypassweg, der das Plattenventil umgeht, bleibt geöffnet. Über hochvakuumdichte Dosierventile, die sich am anderen Ende des Rezipienten befinden, werden das Füllgas und in geringen Mengen das zu untersuchende Element, sofern es im gasförmigen Zustand vorliegt, kontinuierlich zugeführt. Für die vorliegenden Siliziummessungen haben wir ein fertiges Dotiergasgemisch aus Wasserstoff und 1% Silan (SiH_4) benutzt. Innerhalb der nächsten 60 Sekunden baut sich im Entladungsgefäß ein stationärer Druck auf. Während dieser Zeitspanne werden die Kondensatorbatterien aufgeladen. Die eigentliche Entladung startet mit dem Hochfrequenzsender. Zeitlich nacheinander werden dann das Bias-Feld, die Vorheizung, Hauptbatterie und der Crowbar gezündet. Die Abbildung 2.7 zeigt den schematischen Stromverlauf in der Spule mit den entsprechenden, durch Zeitverzöge-

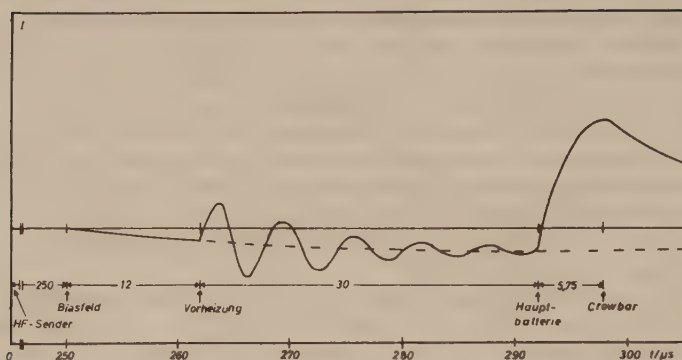


Abbildung 2.7: schematischer Stromverlauf

rungsgeräte festgelegten Einsatzzeitpunkten. Die Impulse der Zeitverzögerungsgeräte gehen zunächst in Hochspannungstriggergeräte, die einen 15 kV - Impuls an die jeweilige Batterie weitergeben. Im Falle des Biasfeldes wird dieser Hochspannungsimpuls direkt zur Zündung der Funkenstrecke verwandt, während bei der Vorheizung, der Hauptbatterie und dem Crowbar ein dreistufiger Marxgenerator geschaltet wird (Abbildung 2.8). Dies ist notwendig, da die Dreielektrodenfunkenstrecken einen hohen Spannungsimpuls für ein zuverlässiges Zünden benötigen. Da bei der Hauptbatterie und dem Crowbar 20 Funkenstrecken simultan geschaltet werden müssen, zünden die beiden Marxgeneratoren jeweils einen auf 46 kV aufgeladenen Triggerkondensator. Über eine Spannungsverdopplerschaltung wird dann der Impuls dieser Mastertrigger auf die Triggerelektroden der Funkenstrecken gegeben. Die Triggerimpulse für die Crowbarfunkenstrecken werden über Hilfsfunkenstrecken aufgestellt [Kle74], da sie im Spannungsminimum schalten müssen. Mit Beginn der Hauptentladung setzt eine Kompression des Plasmavolumens ein, und das Plasma heizt sich auf. An dieser Stelle verzichten wir auf Details des Implosions- und Aufheizungsvorganges. Sie können z.B. bei Comisso [Com76], Höthker [Hoe75,Hoe76], Bogen und Hintz [Bog78] und König [Koe84] nachgelesen werden. Da die Dichte und Temperatur der Elektronen rasch zunimmt, gehen die Ionen sukzessiv durch ihre Ionisationszustände. Innerhalb der Zeitdauer eines Ionisationszustandes werden durch Elektro-

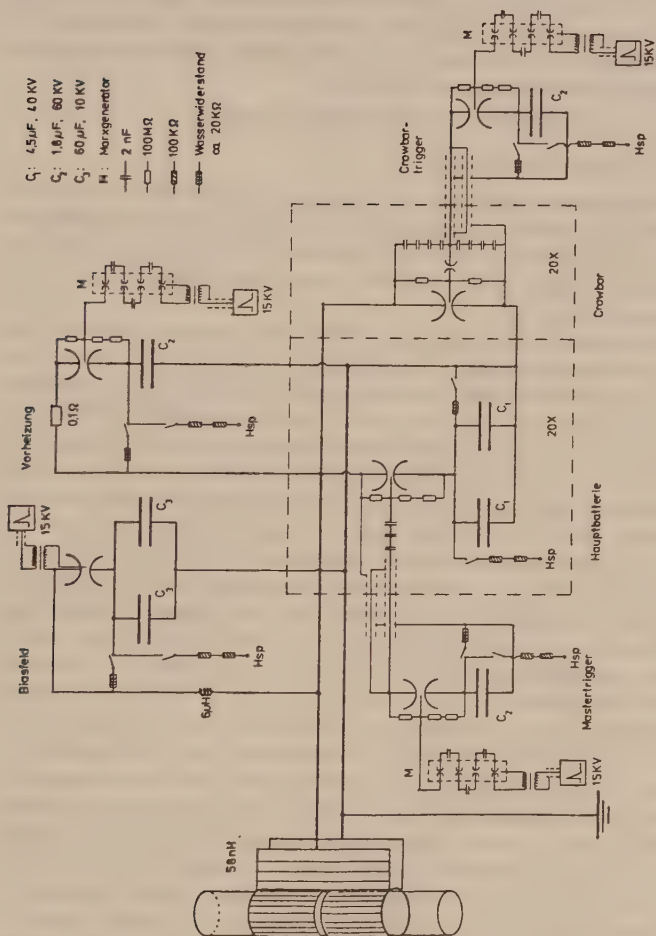


Abbildung 2.8: Prinzipschaltbild der Theta-Pinch Anlage

nenstoß angeregte Zustände besetzt, die wiederum durch spontanen Strahlungszerrfall in energetisch niedrigere Niveaus übergehen. Insgesamt erhalten wir also von jedem Ion des Verunreinigungselementes zeitlich aufeinanderfolgende Spektrallinien, die neben der Wellenlänge noch durch zwei zusätzliche Identifikationsmerkmale ausgezeichnet sind:

1. durch den Zeitpunkt der maximalen Emission und
2. durch ihre zeitliche Breite .

Diese Charakteristika erleichtern die Zuordnung von beobachteten Spektrallinien. Allerdings lassen sich aufgrund der begrenzten Elektronentemperatur nicht beliebig hohe Ionisationsstufen erreichen. Als Faustregel gilt, daß sich Ionen erzeugen lassen, deren Ionisationsenergie etwa fünfmal größer ist als die Elektronentemperatur.

Die von einem Plasma emittierten Spektrallinien werden durch das optische Nachweissystem verzerrt. Das gemessene Profil ergibt sich aus der Faltung des wahren Linienprofils mit dem Apparateprofil des Monochromators [Uns68]. Die Verhältnisse werden einfach, wenn das Apparateprofil klein gegenüber dem wahren Linienprofil ist oder der umgekehrte Fall auftritt. Eine Messung im ersten Grenzfall liefert direkt das Profil der emittierten Linie. Das registrierte Signal ist proportional zu der spektralen Strahldichte. Unsere Messungen mit dem Grazing-Incidence hingegen basieren auf dem zweiten Grenzfall. Bei hinreichend großen Spaltbreiten können Beugungseffekte vernachlässigt werden. Im Rahmen der geometrischen Optik verursacht jeder Spalt für sich allein ein Rechteckprofil mit einer Breite, die gleich dem Produkt von linearer Dispersion und jeweiliger Spaltbreite ist. Wenn nun die Breite der Spektrallinien wesentlich kleiner ist als die Breite des Rechteckprofils des Eintrittspaltes, so ist die durch den Monochromator transmittierte Strahlungsleistung proportional zu der Fläche, die der Austrittsspalt aus dem Bild des Eintrittspaltes herauschneidet. Der Strahlungsfluß ist maximal, wenn für gleiche Spalte die Rechteckprofile von Ein- und Austrittsspalt durch den Scanning-Mechanismus des Monochromators zur Deckung gebracht werden. In diesem Fall ist das Meßsignal proportional zur Strahldichte der Linie. Da angepaßte Spalte schwer zu realisieren sind, wählt man in der Praxis eine größere Aus- als Eintrittsspaltbreite. Dieses Vorgehen hat außerdem noch den Vorteil, daß der Monochromator nicht exakt auf die Linienmitte eingestellt werden muß. Infolge der kleinen Wellenlängen spielt die Dopplerbreite von Spektrallinien im weichen Röntgengebiet eine nur untergeordnete Rolle. Die Messungen mit dem Grazing-Incidence Monochromator liefern sofort ein zur Linienstrahldichte proportionales Signal, ohne daß

eine Entfaltung und/oder Integration des Linienprofils durchgeführt werden muß.

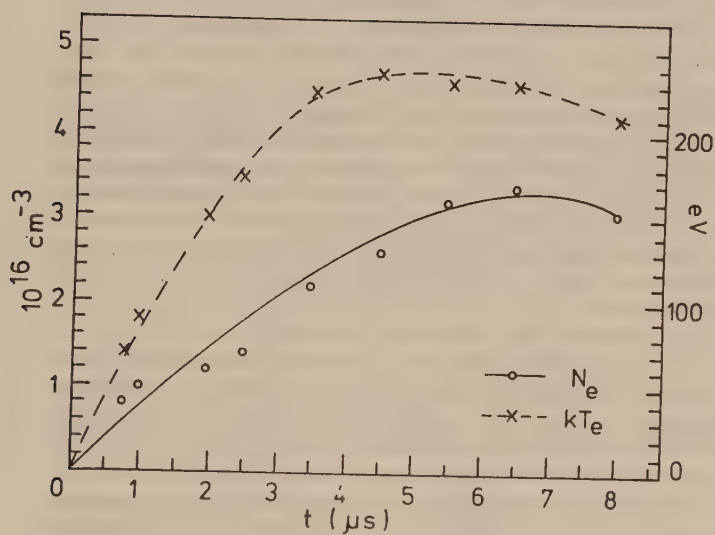
Kapitel 3

Diverse Messungen

In diesem Paragraphen sind all jene Messungen zusammengefaßt, die im Zusammenhang mit der experimentellen Bestimmung von Anregungsratenkoeffizienten vorgenommen wurden. Die Elektronentemperatur und -dichte (Kapitel 3.1) sowie die Plasmalänge (Kapitel 3.3) werden direkt für die Auswertung benötigt. Das zweite Kapitel beschreibt die Ergebnisse, die wir aus der Beobachtung von Spektrallinien zwischen Zuständen mit großer Hauptquantenzahl gewonnen haben. Die Klasse von Übergängen wurde auch für die Messung der Plasmalänge herangezogen, so daß die dieser Umstand die Reihenfolge der beiden Kapitel erklärt. Das Kapitel 3.4 erläutert das Branching-Ratio Verfahren, mit dem die notwendige Empfindlichkeitskalibrierung des Grazing-Incidence Monochromators durchgeführt wurde. Im fünften Kapitel werden die gemessenen Ionisationsratenkoeffizienten diskutiert.

3.1 Elektronentemperatur und -dichte

Die Elektronentemperatur und -dichte wurden mit Hilfe der Thomson-Streuung bestimmt [Gre81a] und sind in Abbildung 3.1 grafisch dargestellt. Wir haben die eingestellte Plasmabedingung anhand von Spektrallinien aus C V und C VI, die empfindlich auf Änderungen der Temperatur und Dichte reagieren, überprüft. Im Vergleich zu Greve konnte keine Abweichung in den Zeitverläufen dieser Linien festgestellt werden, so daß eine erneute Laserstreuungsmessung nicht notwendig war.


 Abbildung 3.1: kT_e und n_e

3.2 Hohe $\Delta n = 1$ – Übergänge

In der Plasmaspektroskopie beschränkte sich das Interesse bisher auf Spektrallinien zwischen energetisch niedrig gelegenen Quantenzuständen. Erst durch die Einführung der Neutralteilchenheizung in Tokamaks richtete sich die Aufmerksamkeit auch auf Linien zwischen hoch angeregten Zuständen, im besonderen auf $n \rightarrow n - 1$ Übergänge [Isl87]. Dabei kann gerade die Beobachtung dieser Klasse von Übergängen, bezogen auf unser Plasma, eine Reihe von Informationen liefern, die anderweitig schwer zu beschaffen sind. Generell besitzen Spektrallinien aus hohen $\Delta n = 1$ -Übergängen den Vorteil, daß sie im sichtbaren und infraroten Spektralbereich auftreten und damit experimentell relativ einfach nachgewiesen und vermessen werden können. Mit ihrer Hilfe gelang es uns erstmalig, die axiale Verteilung der Ionen in unserem Plasma zu messen (siehe Kapitel 3.2). Eine weitere Intention bestand darin, diese Spektrallinien für die Messung der Ionentemperatur zu benutzen. Hochgeladene Ionen emittieren kaum sichtbare Spektrallinien, da aufgrund der hohen effektiven Ladung die Energieabstände zwischen den unteren Zuständen groß sind. Mit zunehmender Hauptquantenzahl rücken die Energieniveaus immer näher zusammen, wodurch die entsprechenden Wellenlängen größer werden.

Der Hauptgrund für unser Interesse an den hohen $\Delta n = 1$ -Übergängen basiert jedoch auf der Möglichkeit, aus der Messung der absoluten Strahldichte die Besetzungsdichte des Grundzustandes der nächsten Ionisationsstufe bestimmen zu können. Mit wachsender Hauptquantenzahl nimmt die Wahrscheinlichkeit für Strahlungsübergänge in tiefer gelegene Zustände ab, während gleichzeitig die Rate für Stöße mit höheren Niveaus zunimmt. Ab einer bestimmten Hauptquantenzahl n_{th} (thermal limit) sind die angeregten Zustände nur noch durch Stöße untereinander und mit dem Grundzustand der nächsten Ionisationsstufe gekoppelt. Es gilt in diesem Bereich das PLTG-Modell. Läßt sich nun die Strahldichte einer Linie oberhalb von n_{th} absolut messen, so gestattet die Saha-Boltzmann Gleichung (1.5) bei bekannter Elektronentemperatur und -dichte die Angabe der Grundzustandsbesetzungsdichte des folgenden Ions. Auf der Basis eines vereinfachten wasserstoffähnlichen Modells hat Griem [Gri63,Gri64] für ein quasi-stationäres Plasma die Hauptquantenzahl n_{th} abgeschätzt

$$n_{th} \geq 165 Z^{12/17} \left(\frac{n_e}{cm^{-3}} \right)^{-2/17} \left(\frac{kT_e}{Ryd} \right)^{1/17} . \quad (3.1)$$

Die Abschätzung von Griem beruht auf der Annahme, daß die Stoßraten

zehnmal größer sind als die Strahlungsraten. Ein analoges Gültigkeitskriterium für PLTG wurde von Wilson [Wil62] aufgestellt, der jedoch seiner Abschätzung gleich große Strahlungs- und Stoßraten zugrunde legte. Beide Kriterien unterscheiden sich allerdings nur wenig voneinander [Fuj73].

Die Wellenlängen der hohen $\Delta n = 1$ -Übergänge haben wir mit Hilfe der Balmer-Formel berechnet. Für die $n \rightarrow n - 1$ -Linien ergibt sich:

$$\lambda \approx \lambda_{vac} = 10^7 \left(R \xi^2 \left(\frac{2n-1}{n^2(n-1)^2} \right) \right)^{-1} \quad (3.2)$$

$$\text{mit } R = R_\infty \frac{1}{1 + m_e/m_{Si}}, \quad (3.3)$$

wobei n die Hauptquantenzahl des oberen Zustandes, ξ die spektroskopische Zahl, R_∞ die Rydbergkonstante in cm^{-1} und λ die Wellenlänge in nm ist. Die berechneten Wellenlängen der end-on beobachteten Spektrallinien sind in Tabelle 3.1 aufgeführt. Wir haben in Bezug auf die Wellenlängen keine

n	Si IX	Si X	Si XI	Si XII
9	343.1	277.9	229.7	
10	479.6	388.5	321.1	269.8
11		525.1	433.9	364.6
12			570.5	479.4
13				616.0

Tabelle 3.1: Wellenlängen (in nm) der beobachteten $\Delta n = 1$ -Spektrallinien

Präzisionsmessung durchgeführt, so daß die tatsächlich beobachteten Wellenlängen nicht unbedingt mit den in Tabelle 3.1 berechneten Werten übereinstimmen. Allerdings waren die Abweichungen gering (einige $1/10 \text{ nm}$), was auch die wasserstoffähnliche Betrachtungsweise des Problems rechtfertigt. Es wurden mit dem 1 m -Monochromator M4 end-on einige Linienprofile aufgenommen, die ein eigentümliches Verhalten zeigten (Abbildung 3.2). Das Profil von Si XII war symmetrisch bezüglich der Linienmitte. Die experimentellen Werte konnten durch ein Gaußprofil angepaßt werden. Die aus der vollen Halbwertsbreite erhaltene Ionentemperatur ($kT_i \simeq 1 \text{ keV}$) entspricht realistischen Vorstellungen. Die Linienprofile aus den anderen Ionisationsstufen wiesen einen unsymmetrischen Verlauf auf. Der rote Linienflügel folgte zwar noch mehr oder weniger gut dem Verlauf eines Gaußprofils, jedoch fielen im Vergleich dazu die experimentellen Werte auf der blauen Seite

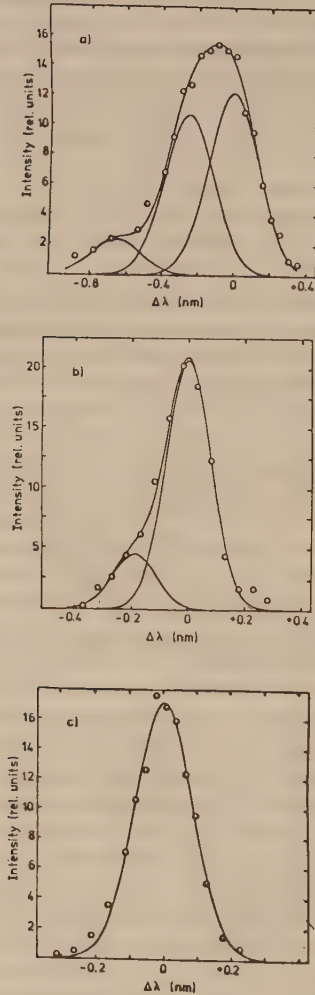


Abbildung 3.2: Profile der $\Delta n = 1$ -Übergänge als Funktion der Wellenlänge : (a) Si IX, $n = 10$, $\lambda = 479.5 \text{ nm}$, $t = 2.8 \mu\text{s}$. (b) Si XI, $n = 10$, $\lambda = 320.1 \text{ nm}$, $t = 7.3 \mu\text{s}$. (c) Si XII, $n = 11$, $\lambda = 364.5 \text{ nm}$, $t = 6.3 \mu\text{s}$.

viel zu langsam ab. Das gesamte Linienprofil konnte nur durch die Überlagerung mehrerer, gegeneinander verschobener Gaußfunktionen mit unterschiedlicher Maximalintensität beschrieben werden. Die Arbeitshypothese, daß zu früheren Zeiten der Entladung noch eine Plasmakomponente vorhanden ist, die sich auf das Beobachtungsvolumen zubewegt und damit diese „Satelliten“ hervorruft, mußte aus zwei Gründen aufgegeben werden. Obwohl bei der Summation zweier Gaußprofile sechs Parameter frei wählbar sind, führte zum einen jede vernünftige Anpassung zu dem Ergebnis, daß die Siliziumionen eine gerichtete kinetische Energie von mehreren keV besitzen müssen. Uns erschien kein Mechanismus plausibel, der solch hohe Werte erklären könnte, zumal aus allen anderen Messungen kein Hinweis auf eine Bewegung der Plasmasäule erhältlich war. Zum anderen existierten Si XI und Si XII Ionen gleichzeitig im Plasma, so daß dieser Effekt auch im Profil der Si XII-Linien hätte auftreten müssen, was jedoch nicht der Fall war. Diese Tatsache ist entscheidend für die Interpretation der Beobachtungen. Koshelev [Kos88] hat im Zusammenhang mit der dielektronischen Rekombination das Konzept des partiellen lokalen thermodynamischen Gleichgewichtes (PLTG) auf doppelt angeregte Zustände angewandt. Auf seiner Betrachtungsweise beruht unsere Analyse, die wir hier qualitativ anhand von Si XI und Si XII näher erläutern möchten [Koe89a].

In Si XI existieren zwei Systeme von hoch angeregten Zuständen. Die bekannten, einfach angeregten $2sn$ -Energieniveaus gehören zum $2s^2$ -Grundzustand von Si XI und konvergieren für $n \rightarrow \infty$ gegen den $2s$ -Grundzustand von Si XII. Daneben gibt es die doppelt angeregten $2pn$ -Zustände, die vom $2p^2$ -Niveau des Si XI ausgehen und oberhalb von n_{ih} an den angeregten $2p$ -Zustand von Si XII stoßgekoppelt sind. Die Abschirmkonstante des doppelt angeregten Termsystems ist geringfügig kleiner als die des einfachen Rydbergsystems. Folglich ist auch die Wellenlänge eines $\Delta n = 1$ -Überganges im $2pn$ -System kleiner als die des entsprechenden Überganges im $2sn$ -System. Die Spektrallinie aus dem doppelt angeregten Termsystem erscheint daher als Satellit zur Hauptlinie aus dem einfach angeregten System. Das Verhältnis der Emissionskoeffizienten von Hauptlinie zu Satellit gibt direkt das Verhältnis der Besetzungsdichten vom $2s$ -Grundzustand zum angeregten $2p$ -Niveau in Si XII an. Das experimentell erhaltene Ergebnis stimmte im Rahmen der Fehlerbalken mit dem berechneten Verhältnis der Besetzungsdichten überein [Koe89a]. Innerhalb dieses Modells ist nun auch verständlich, warum bei den hohen $\Delta n = 1$ -Spektrallinien in Si XII kein Satellit zu beobachten war. Das doppelt angeregte System in Si XII besitzt als Ionisationsgrenze den metastabilen $1s2p$ -Triplettzustand in Si XIII. Bei

unseren Plasmabedingungen wird zwar der heliumähnliche Grundzustand besetzt, jedoch reichen Elektronentemperatur und -dichte nicht aus, um die energetisch hohen $n=2$ – Triplett-niveaus signifikant zu besetzen.

Die Dopplerbreiten von Si XI und Si XII sind konsistent zueinander. Im Vergleich dazu sind die entsprechenden Breiten bei Si IX und Si X um ungefähr einen Faktor 2 zu groß. Si IX, Si X und Si XI besitzen metastabile Niveaus, die nahe am jeweiligen Grundzustand liegen und stark besetzt werden. Bei annähernd gleicher Besetzungsdichte von metastabilen und Grundzustand sollten die entsprechende Hauptlinie und der Satellit in etwa gleiche Intensität haben, so daß das resultierende Linienprofil als Summe zweier Gaußprofile dargestellt werden kann. Infolge der komplizierteren Termstruktur von Mehrelektronensystemen können allerdings noch weitere doppelt angeregte Systeme auftreten, die zusätzlich einen oder mehrere Satelliten im Spektrum erzeugen. Die Anpassung des Si IX-Linienprofils in Abbildung 3.2 erfolgte anhand dieser Überlegungen und soll nur die prinzipielle Anwendbarkeit der Methode illustrieren. Für eine quantitative Analyse muß die Anzahl der freien Parameter in den Gaußfunktionen eingeschränkt werden. Experimentell ist eine genauere Aufnahme der Linienprofile und die Kenntnis der Ionentemperatur in Abhängigkeit von der Zeit erforderlich. In der Anfangsphase einer Pinch-Entladung können die Ionen eines Verunreinigungselementes durchaus drastisch höhere Temperaturen annehmen als zu späteren Entladungszeiten [Com76]. Von Seiten der Theorie wäre für die komplizierteren Ionen ein Richtwert für den Wellenlängenunterschied zwischen Hauptlinie und Satelliten wünschenswert. Die Notwendigkeit einer detaillierteren theoretischen Behandlung des Problems ergibt sich auch aus zwei kürzlich veröffentlichten experimentellen Arbeiten [Mar88,Lu88], in denen Spektrallinien zwischen doppelt angeregten Rydbergzuständen bei beam-foil Experimenten beobachtet wurden.

3.3 Plasmalänge

Die Plasmalänge wurde spektroskopisch mit dem in Kapitel 2.2 beschriebenen optischen Aufbau bestimmt. Dabei haben wir die Kontinuumsstrahlung bei 523 nm und Spektrallinien aus den hohen $\Delta n = 1$ -Übergängen benutzt. Die Intensität der Strahlung wurde als Funktion der Zeit für verschiedene axiale Positionen aufgenommen. Als Maß für die Plasmalänge diente die Distanz zwischen den beiden Punkten, an denen die Intensität auf die Hälfte des Maximalwertes abgesunken ist. Abbildung 3.3 zeigt die so erhaltene

Plasmalänge in Abhängigkeit von der Entladungszeit. Die axiale Kontraktion des Plasmas ist bei $t \simeq 3\mu\text{s}$ abgeschlossen. Danach ändert sich die Plasmalänge nicht mehr und nimmt den konstanten Wert von (17 ± 2) cm an. Eine zuverlässige Auswertung für die frühe Entladungsphase ($t < 2\mu\text{s}$) konnte nicht vorgenommen werden. Die eingezeichnete Extrapolation folgt allerdings dem Verlauf der Meßkurve und sollte auch aufgrund des Kontinuums signals nicht allzu weit von der Realität entfernt sein. Durch die hohen $\Delta n = 1$ -Spektrallinien konnten wir erstmalig die axiale Verteilung der Ionen messen. Die hervorragende Übereinstimmung zwischen Linien- und Kontinuumsmessung zeigt, daß die Ionen dem axialen Verlauf der Elektronendichte folgen.

3.4 Das Branching – Ratio Verfahren

Für die experimentelle Bestimmung der Anregungsratenkoeffizienten benötigen wir die absoluten Strahldichten der entsprechenden Spektrallinien. Da das Experiment nur ein zur Strahldichte proportionales Spannungssignal liefert, wird eine Kalibrierung des benutzten optischen Nachweissystemes notwendig. Allgemein ist die Empfindlichkeit eines Monochromators und Detektorsystems definiert als das Verhältnis von Meßsignal zur absoluten Strahlungsleistung, die in den Monochromator gelangt [Sam67]. Eine Kalibrierung anhand dieser Definition ist in der Praxis jedoch mit großen Fehlern behaftet, da der Raumwinkel zwischen Monochromator und Lichtquelle sowie die Breite und Höhe des Eintrittsspalt es bekannt sein müssen. Zur Vermeidung dieser zusätzlichen Fehlerquellen geben wir die Allgemeingültigkeit der Definition von Samson auf und definieren für unsere Zwecke die Empfindlichkeit eines optischen Nachweissystemes als das Verhältnis von Meßsignal zu Emissionskoeffizient

$$E(\lambda) = \frac{u(\lambda)}{\varepsilon(\lambda)} \quad (3.4)$$

Alle geometrischen Faktoren sind nun in der Empfindlichkeit E enthalten. Die Empfindlichkeit des Grazing-Incidence Systems wurde mit Hilfe des Branching-Ratio Verfahrens bestimmt, das von Zaidel et al. [Zai61] und von Griffin und McWhirter [Gri62] entwickelt wurde. Das Verfahren nutzt die Tatsache aus, daß das Intensitätsverhältnis zweier optisch dünner Spektrallinien, die einen gemeinsamen oberen Zustand haben, nur von den entsprechenden Wellenlängen und Übergangswahrscheinlichkeiten abhängt. Liegt nun eine Linie im sichtbaren Spektralbereich (vis), die andere im weichen

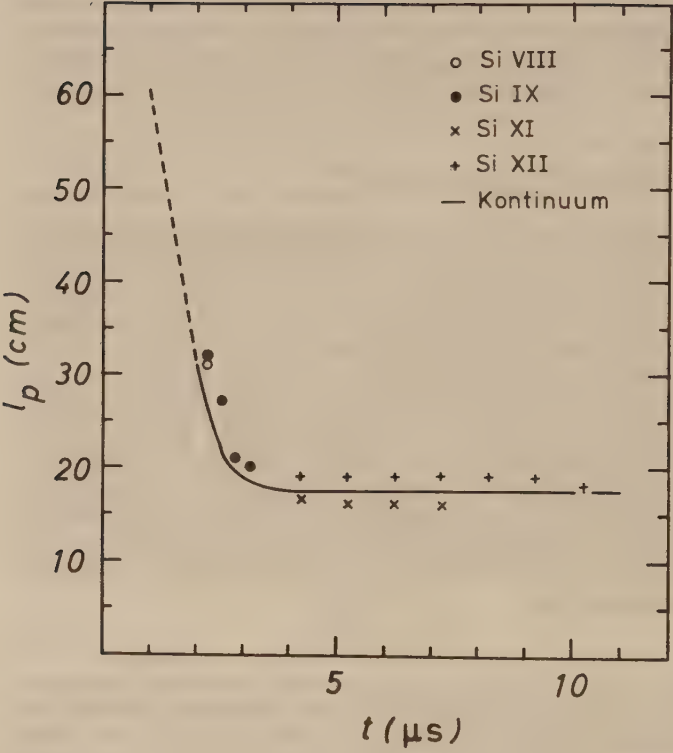


Abbildung 3.3: Plasmalänge

Röntgengebiet (ν_{uv}), so ist das Verhältnis der Emissionskoeffizienten gegeben durch

$$\frac{\varepsilon(\lambda_{vis})}{\varepsilon(\lambda_{vuv})} = \frac{\lambda_{vuv}}{\lambda_{vis}} \frac{A_{vis}}{A_{vuv}} . \quad (3.5)$$

Mit Gleichung (3.4) erhalten wir hieraus

$$E_{vuv}(\lambda_{vuv}) = \frac{\lambda_{vuv}}{\lambda_{vis}} \frac{A_{vis}}{A_{vuv}} \frac{u(\lambda_{vuv})}{u(\lambda_{vis})} E_{vis}(\lambda_{vis}) . \quad (3.6)$$

Beide Spektrallinien werden im Plasma erzeugt und gleichzeitig mit den entsprechenden Nachweissystemen aufgenommen. Diese Messung liefert das Verhältnis $u(\lambda_{vuv})/u(\lambda_{vis})$. Die Empfindlichkeit E_{vis} des optischen Nachweissystems für die sichtbare Linie wird aus der Kalibrierung mit einem Sekundärstrahlungsnormale, dessen spektrale Emission bekannt ist, bestimmt. Bei bekannten Übergangswahrscheinlichkeiten läßt sich dann insgesamt die Empfindlichkeit E_{vuv} für eine gegebene Wellenlänge im Vakuum-UV angeben. Das Plasma ist im Endeffekt nichts anderes als ein Medium, daß eine bekannte Empfindlichkeitskalibrierung in einen anderen Spektralbereich transferiert.

Die für die Kalibrierung des Grazing-Incidence benutzten Linienpaare sind in Tabelle 3.3 zusammen mit den Daten für die Übergangswahrscheinlichkeiten aufgeführt. Die beiden Linienpaare am Ende der Tabelle sind nur Relativpunkte und wurden dazu benutzt, den kalibrierten Spektralbereich zu kürzeren und längeren Wellenlängen hin auszudehnen. Die Spektrallinien im ultravioletten und sichtbaren Gebiet wurden mit einem 1/4 m Jarrel-Ash Monochromator (M4 in Abbildung 2.6) end-on aufgenommen. Die Abbildungssysteme waren so ausgelegt und justiert, daß sowohl der Grazing-Incidence als auch der Jarrel-Ash annähernd das gleiche Plasmavolumen sahen. Das optische Nachweissystem mit dem Jarrel-Ash Monochromator wurde durch eine Wolframbandlampe (WI 17 der Firma OSRAM) kalibriert. Dabei ist zu beachten, daß die Wolframbandlampe ein Kontinuumsstrahler ist. In diesem Fall berechnet sich die Empfindlichkeit aus der Beziehung

$$E_{vis} = \frac{u(\lambda)}{L_{\lambda}^{WBL}(\lambda) \Delta\lambda} , \quad (3.7)$$

wobei L_{λ}^{WBL} die spektrale Strahldichte der Lampe und $\Delta\lambda$ die spektrale Bandbreite des Monochromators ist, die durch die eingestellte Dispersion und durch die Breiten des Ein- und Austrittsspalt festgelegt ist. Soweit

Ion	$\lambda(nm)$	Übergang		$A(10^8 s^{-1})$		Quelle
Ne VIII	8.81	2s - 3p	$^2S - ^2P^o$	840.0	10%	Wie80
	286.01	3s - 3p	$^2S_{1/2} - ^2P^o_{1/2}$	0.688	10%	
Ne VII	9.75	2s ² - 2s3p	$^1S_0 - ^1P^o_1$	1100.0	15%	Lan83
	364.36	2s3s - 2s3p	$^1S_0 - ^1P^o_1$	0.263	15%	
F VII	11.30	2s - 3p	$^2S - ^2P^o$	483.0	10%	Mar76
	324.53	3s - 3p	$^2S_{1/2} - ^2P^o_{3/2}$	0.606	10%	
O VI	15.01	2s - 3p	$^2S - ^2P^o$	254.0	10%	Wie80
	383.42	3s - 3p	$^2S_{1/2} - ^2P^o_{1/2}$	0.505	10%	
O V	17.22	2s ² - 2s3p	$^1S_0 - ^1P^o_1$	280.0	11%	Lan87
	511.41	2s3s - 2s3p	$^1S_0 - ^1P^o_1$	0.270	25%	
N V	20.93	2s - 3p	$^2S - ^2P^o$	118.0	10%	Wie80
	462.00	3s - 3p	$^2S_{1/2} - ^2P^o_{1/2}$	0.408	10%	
C IV	31.24	2s - 3p	$^2S - ^2P^o$	44.9	10%	Wie80
	580.13	3s - 3p	$^2S_{1/2} - ^2P^o_{3/2}$	0.319	10%	
F VII	9.57	2p - 4d	$^2P^o - ^2D$	537.0	10%	Mar76
	36.77	3p - 4d	$^2P^o - ^2D$	166.0	10%	
Ne VIII	6.74	2s - 4p	$^2S - ^2P^o$	416.0	10%	Mar76
	26.03	3s - 4p	$^2S - ^2P^o$	111.0	10%	

Tabelle 3.2: Branching-Ratio Linienpaare

bei den lithiumähnlichen Ionen beide 3s–3p Spektrallinien sicher identifiziert werden konnten, ergab sich aus dem Intensitätsverhältnis die statistische Besetzung der 3p 2P -Feinstrukturzustände. Wir haben dieses Ergebnis der gesamten Auswertung zugrunde gelegt. Die inverse Empfindlichkeit E^{-1} des Grazing-Incidence Nachweissystems für eine Fotomultiplierspannung von -1200 V und einer Eintrittsspaltbreite von $\simeq 50\text{ }\mu\text{m}$ ist in Abbildung 3.4 grafisch dargestellt. Das Branching-Ratio Verfahren ist begrenzt auf einige wenige, ausgewählte Wellenlängen, so daß zwischen den Kalibrierungspunkten interpoliert werden muß. Der O V – Wert bei 17.22 nm fügte sich nur gut mit den Übergangswahrscheinlichkeiten von Lang [Lan87] in den Verlauf der Kurve ein und kann als indirekte Bestätigung des Ergebnisses von Lang interpretiert werden. Das optische Nachweissystem mit dem Grazing-Incidence besitzt um 14 nm seine größte Empfindlichkeit. Zu kleineren Wellenlängen hin nimmt die Nachweisempfindlichkeit drastisch ab, während der Abfall bei größeren Wellenlängen deutlich geringer ausfällt.

Die in Abbildung 3.4 angegebene Empfindlichkeit gilt nur für das gesamte, zum Zeitpunkt der Messungen aufgebaute System. Jede Änderung der eingestellten Parameter und/oder der Geometrie zerstört die Kalibrierung, wobei sich allerdings weniger der prinzipielle Verlauf der Kurve als vielmehr die absolute Größe ändern wird.

3.5 Ionisationsratenkoeffizienten

Unsere Messungen ermöglichen es uns gleichzeitig, die von Greve [Gre82] gemessenen Ionisationsratenkoeffizienten zu überprüfen. Ratenkoeffizienten für Ionisation lassen sich allein aus dem zeitlichen Verlauf der Spektrallinien gewinnen [Kun72, Gre81b], so daß eine Absolutmessung der Strahldichten entfällt. Aus jeder experimentell zugänglichen Ionisationsstufe werden optisch dünne Spektrallinien aufgenommen, die mit dem Grundzustand verbunden sind. Im Korona-Modell gibt der Zeitverlauf dieser Linien die zeitliche Entwicklung der Besetzungsdichte des jeweiligen Grundzustandes wider. Die relativen Linienintensitäten werden auf ihren Maximalwert (Zeitpunkt der maximalen Emission) normiert, wobei für alle Zeitpunkte eine konstante Plasmalänge zugrunde gelegt wird. Da in unserem Experiment die Länge des Plasmas nach Beendigung der axialen Kontraktion konstant ist, bot sich diese Gleichgewichtslänge als Referenz an. Der Zeitverlauf früher Spektrallinien muß demzufolge aufgrund der sich noch ändernden Plasmalänge durch

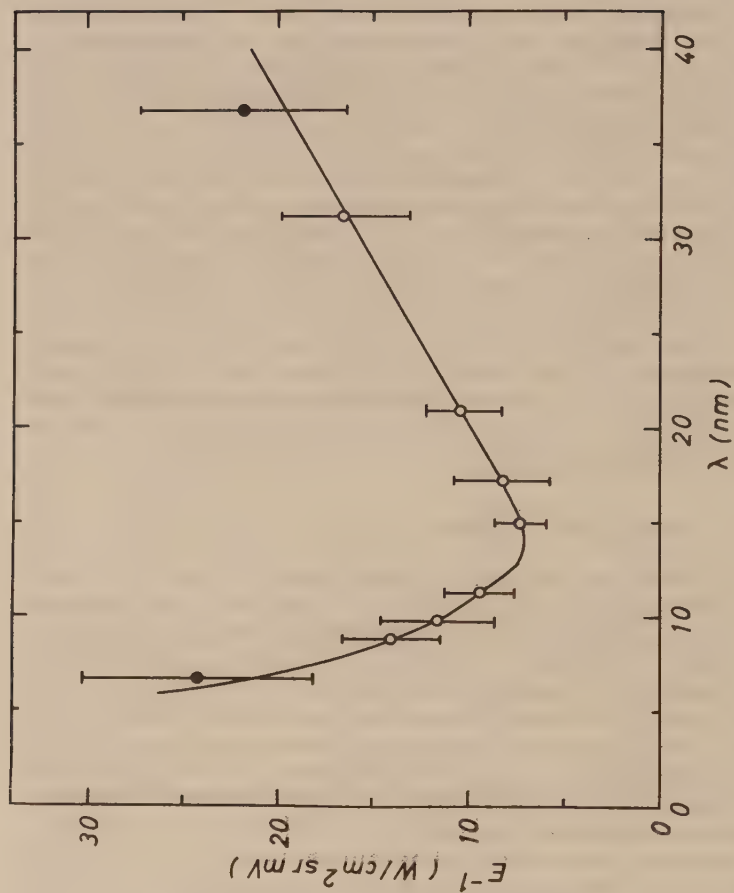


Abbildung 3.4: Kalibrierungskurve für den Grazing-Incidence

die Beziehung

$$I^*(t) = \frac{I_p(t)}{I_{p,equi}} I(t) \quad (3.8)$$

korrigiert werden. $I(t)$ ist die experimentell aufgezeichnete relative Linienintensität. Insgesamt steht für die Auswertung ein Satz von experimentellen, zeitlichen Linienverläufen zur Verfügung, der sich bei Silizium von Si VI bis Si XII erstreckte. In einem zweiten Schritt werden nun die Spektrallinien aus den einzelnen Ionisationsstufen auf einem Rechner simuliert. Dazu wird das Ratengleichungssystem (1.31) ohne Rekombination numerisch gelöst, wobei die gemessene Elektronendichte und -temperatur benutzt wird. Als Ergebnis erhalten wir zu jedem Zeitpunkt der Entladung die Ionendichten, aus denen sich mit Hilfe von Gleichung (1.7) die normierten Intensitätsverläufe berechnen lassen. Die Ionisationsratenkoeffizienten im Computerprogramm werden gemäß der Beziehung

$$S_j^{eff} = A_j S_j^{emp} \quad (3.9)$$

solange durch die frei wählbaren Parameter A_j variiert, bis der experimentelle und berechnete Zeitverlauf der Spektrallinien übereinstimmen. Es kommt bei den numerischen Verfahren weniger auf den Absolutwert, sondern vielmehr auf die richtige Temperaturabhängigkeit der fest im Programm installierten Formeln für den Ionisations- und Anregungsratenkoeffizienten an. Die absolute Größe des gemessenen Ionisationsratenkoeffizienten S_j^{eff} wird allein durch die ausschließlich vom jeweiligen Ladungszustand abhängigen Anpaßparameter A_j festgelegt. Sobald neben dem Grundzustand noch weitere Niveaus maßgeblich zur Ionisation beitragen, läßt sich auch hier nur ein effektiver Wert S_j^{eff} angeben.

Ein auf diesen Grundzügen basierendes Auswerteprogramm für Ionisationsraten ist von Datla [Dat76] entwickelt worden und auch auf dem Großrechner des Bochumer Rechenzentrums implementiert. Datla benutzt ein explizites Verfahren zur Lösung der gekoppelten Differentialgleichungen. Explizite Codes eignen sich aber weniger für die Behandlung steifer Differentialgleichungen. Wir haben deshalb das Ionisationsratengleichungssystem mit dem speziell auf steife Differentialgleichungen zugeschnittenen Verfahren von Gear [NAG83] gelöst und ein entsprechendes FORTRAN-Programm auf einem Kleinrechner (IBM-AT) implementiert. Dieses Vorgehen wurde zudem durch die während der Messungen eingeleitete Umstellung von analoger auf digitaler Meßwertdatenerfassung unterstützt. In Anlehnung an Datla haben wir im Programm für den Ionisationsratenkoeffizienten S_j^{emp}

die empirische Formel von Kunze [Kun71] und für den Anregungsratenkoeffizienten die Gaunt-Faktor Näherung (1.23) benutzt. Der von kT_e abhängige Gauntfaktor $\bar{g}$ wurde nach Mewe [Mew72] berechnet. Eine Abweichung der Ergebnisse zum expliziten Code auf dem Großrechner konnte nicht festgestellt werden. Explizite Verfahren zur numerischen Lösung steifer Differentialgleichungen haben mit Sicherheit dort ihre Berechtigung, wo sie auf Rechnern mit großer Mantissenlänge eingesetzt werden. Vor dem Einsatz auf Kleinrechnern sollte jedoch eine kritische Überprüfung ihrer Fehlerfortpflanzungseigenschaften in bezug auf den verwendeten Rechnertyp vorgenommen werden. Abbildung (3.5) zeigt das Ergebnis der Anpassung. Die durchgezogenen Linien geben den berechneten Zeitverlauf wider; die experimentellen Meßwerte sind mit Kreuzen gekennzeichnet. Generell nimmt die Anpaßprozedur viel Zeit in Anspruch. Durch die Kopplung der Differentialgleichungen kann eine kleinen Änderung eines A_j -Wertes deutlichen Einfluß sowohl auf das untere als auch auf das obere Ion haben. Die Anpassung erfolgte von niedrigen zu hohen Ionisationsstufen. Die Ionen Si VI und Si VII bleiben bei der Auswertung unberücksichtigt und dienen nur als Ausgangsbasis für die nachfolgenden Ionisationszustände. Die Einbeziehung von Ionen, die geringer als Si VI geladen sind, erschien uns wenig sinnvoll, da im Anfang der Entladung eine zuverlässige Angabe der Plasmalänge unmöglich ist. Der Intensitätsverlauf einer Spektrallinie wird bestimmt durch das Wechselspiel der Größen n_{j-1} , n_j , S_{j-1} und S_j . Im ansteigenden Flügel einer Linie legt hauptsächlich der Term $(n_{j-1}/n_j)S_{j-1}$ die zeitliche Intensitätsänderung fest, während zu späteren Zeiten des absteigenden Flügels die Ionisation S_j aus dem jeweiligen Ladungszustand dominiert. Dieser Zeitbereich eignet sich daher für die Angabe der effektiven Ionisationsratenkoeffizienten. In Tabelle 3.3 sind die experimentell erhaltenen effektiven Ionisationsratenkoeffizienten mit dem entsprechenden Zeitpunkt und der dazugehörenden Elektronentemperatur und -dichte angegeben.

Um einen Vergleich zu theoretischen Rechnungen durchführen zu können, müssen wir eine Verbindung der gemessenen effektiven Ionisationsratenkoeffizienten mit der Ionisation aus dem Grundzustand herstellen. Dies erfordert eine genaue Betrachtung der Besetzungsmechanismen in dem jeweiligen Ion. Bei Si IX und Si X können wir auf die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit zurückgreifen (siehe Kapitel 4 und 5). Die Verhältnisse in Si XI und Si XII sind in einer parallelen Meßreihe von R.König genauer untersucht worden. Für das stickstoffähnliche Ion Si VIII liegt derzeit noch kein detailliertes Besetzungsmodell vor, so daß wir uns in diesem Fall nur auf die Angabe der gemessenen experimentellen Ionisationsratenkoeffizien-

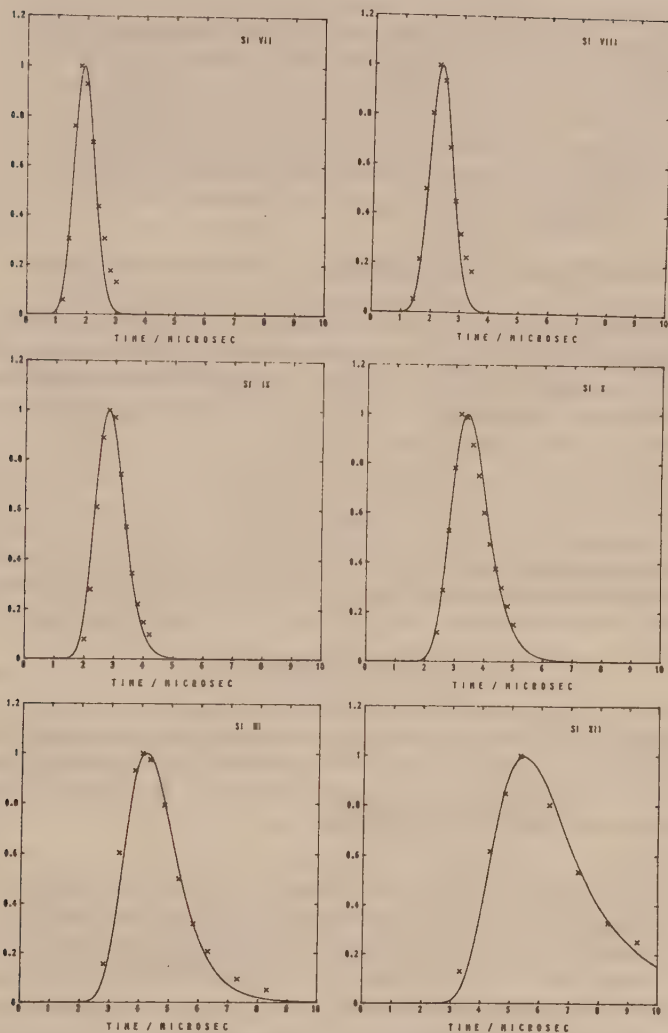


Abbildung 3.5: normalisierter, zeitlicher Intensitätsverlauf von Si-Spektrallinien

Ion	$t(\mu s)$	$n_e(10^{+16} cm^{-3})$	$kT_e(eV)$	$S_{exp}^{eff}(cm^3 s^{-1})$
Si VIII	2.8	1.77	197	2.33 (-10)†
Si IX	3.6	2.25	227	1.38 (-10)
Si X	4.6	2.76	235	8.37 (-11)
Si XI	6.0	3.17	226	4.25 (-11)
Si XII	8.0	3.10	215	1.37 (-11)

† $2.33 (-10) = 2.33 \times 10^{-10}$

Tabelle 3.3: experimentelle effektive Ionisationsratenkoeffizienten

ten beschränken. Die kohlenstoff- bis lithiumähnlichen Ionen Si IX – Si XII besitzen neben dem jeweiligen Grundzustand noch ein weiteres angeregtes Niveau, das energetisch nahe an der Grundzustandskonfiguration liegt und eine signifikante Besetzungsdichte aufweist. Der effektive Ionisationsratenkoeffizient läßt sich daher wie folgt hinschreiben :

$$S^{eff} = S_g \left(\frac{n_g}{n_{ion}} + \frac{n_k}{n_{ion}} \frac{S_k}{S_g} \right) \quad (3.10)$$

mit $n_{ion} \simeq n_g + n_k$, wobei der Index g den Grundzustand und der Index k den angeregten Zustand bezeichnet. Das Verhältnis S_k/S_g kann mit Hilfe der semi-empirischen Formel von Lotz [Lot67, Abe85] abgeschätzt werden

$$\frac{S_k}{S_g} = \frac{q_k}{q_g} \frac{P_g}{P_k} \frac{E_1(P_k/kT_e)}{E_1(P_g/kT_e)} \quad (3.11)$$

In Gleichung (3.11) steht P_m für das Ionisationspotential des entsprechenden Zustandes, q_m gibt die Anzahl der Elektronen in der Subschale m an und E_1 ist das Exponentialintegral 1.Ordnung [Abr72]. Wir werden nun die einzelnen Ionen nacheinander besprechen.

1. Si IX $kT_e = 227 eV$, $n_e = 2.25 \times 10^{+16} cm^{-3}$

Die gesamte Besetzungsdichte verteilt sich auf den $2s^2 2p^2 3P$ -Grundzustand und auf das 6 eV höher liegende metastabile $2s^2 2p^2 1D$ -Niveau. Da $S_g \simeq S_k$ ($S_k/S_g \simeq 1.06$ nach (3.11)), ergibt sich nach Gleichung (3.10): $S^{eff} \simeq S_g$. Der effektive Ratenkoeffizient ist identisch mit dem aus dem Grundzustand.

2. Si X $kT_e = 235 eV$, $n_e = 2.76 \times 10^{+16} cm^{-3}$

Bei Si X tritt die Situation auf, daß der $2s^2 2p^2 P$ - Grundzustand zwar

dreimal höher als das metastabile $2s2p^2\ ^4P$ -Niveau besetzt ist, der Ionisationsratenkoeffizient für das angeregte Niveau aber nach Gleichung (3.11) um einen Faktor 2.5 größer ist als der für den Grundzustand. Daraus resultiert, daß bei unseren Temperaturen und Dichten die Ionisation aus dem Grundzustand und aus dem metastabilen Niveau mit gleicher Wahrscheinlichkeit stattfindet. Mit $n_g/n_{ion} \simeq 0.726$ und $n_k/n_{ion} \simeq 0.252$ aus dem Besetzungsmodell (vgl. Kapitel 5) und $S_k/S_g \simeq 2.5$ ergibt sich: $S^{eff} \simeq 1.36 S_g$.

3. Si XI $kT_e = 226\text{ eV}$, $n_e = 3.17 \times 10^{+16}\text{ cm}^{-3}$

Die Auswertung der Spektrallinien von Si XI zeigte, daß im Rahmen der Fehlergrenzen die Besetzungsdichten des $2s^2\ ^1S$ - und $2s2p\ ^3P$ -Zustandes gleich sind [Koe89b], d.h. $n_g/n_{ion} = n_k/n_{ion} \simeq 1/2$. Für dieses berylliumähnliche Ion überwiegt die Ionisation aus dem $2s^2\ ^1S$ -Grundzustand ($S_k/S_g \simeq 0.6$). Aus Gleichung (3.10) berechnet sich der effektive Ionisationsratenkoeffizient zu: $S^{eff} \simeq 0.8 S_g$.

4. Si XII $kT_e = 215\text{ eV}$, $n_e = 3.10 \times 10^{+16}\text{ cm}^{-3}$

Die lithiumähnlichen Si XII-Ionen befinden sich fast ausschließlich in den $2s$ - und $2p$ -Zuständen. Das angeregte $2p$ -Resonanzniveau kann durch optisch erlaubte Dipolstrahlung in den $2s$ -Grundzustand zerfallen. Das Verhältnis $n(2p)/n(2s)$ läßt sich gut durch die zwischen diesen beiden Zuständen stattfindenden Stoß- und Strahlungsübergänge beschreiben

$$\frac{n(2p)}{n(2s)} = \frac{n_e \bar{X}(2s \rightarrow 2p)}{A(2p \rightarrow 2s) + n_e \bar{X}(2p \rightarrow 2s)} \quad (3.12)$$

Nach einigen elementaren Umformungen von Gleichung (3.12) läßt sich der effektive Ionisationsratenkoeffizient als Funktion von $n(2p)/n(2s)$ ausdrücken

$$S^{eff} = S_{2s} \frac{1 + (n(2p)/n(2s))(S_{2p}/S_{2s})}{1 + (n(2p)/n(2s))} \quad (3.13)$$

Das Verhältnis der Besetzungsdichten haben wir aus dem f -Wert von Wiese [Wie76] und den Anregungsdaten von Cochrane und McWhirter [Coc83] berechnet: $n(2p)/n(2s) \simeq 0.152$. Mit $S_{2p}/S_{2s} \simeq 1.22$ erhalten wir aus Gleichung (3.10): $S^{eff} = 1.03 S_{2s}$.

Die Ergebnisse der Analyse sind in Tabelle 3.4 zusammengefaßt. In der ersten Spalte steht das Ion, die zweite und dritte Spalte geben die Elektronentemperatur und den gemessenen, effektiven Ionisationsratenkoeffizienten an.

Ion	kT_e	$S_{exp}^{eff}(cm^3s^{-1})$	a	$S_{g,exp}(cm^3s^{-1})$	$S_{g,theo}$	$S_{g,theo}/S_{g,exp}$
Si VIII	197	2.33 (-10)†	–	–	3.24 (-10)	–
Si IX	227	1.38 (-10)	1.00	1.38 (-10)	1.78 (-10)	1.29
Si X	235	8.37 (-11)	1.36	6.15 (-11)	6.33 (-11)	1.03
Si XI	226	4.25 (-11)	0.80	5.35 (-11)	4.70 (-11)	0.88
Si XII	215	1.37 (-11)	1.03	1.33 (-11)	1.58 (-11)	1.19

† 2.33 (-10) = 2.33×10^{-10}

Tabelle 3.4: Ionisationsratenkoeffizienten

Der Faktor a in der vierten Spalte faßt die obige Detailanalyse zusammen ($S^{eff} = a S_g$). In der fünften Spalte sind die experimentellen Ionisationsratenkoeffizienten für den Grundzustand aufgeführt. Die theoretischen Ratenkoeffizienten in der sechsten Spalte wurden nach Arnaud und Rothenflug [Arn85] ausgerechnet. Die siebte Spalte zeigt das Verhältnis von Theorie zu Experiment. In Abbildung 3.6 sind die experimentellen und theoretischen Werte grafisch dargestellt.

Insgesamt können wir feststellen, daß wir mit unserer Messung und Analyse die theoretischen Ionisationsratenkoeffizienten von Arnaud und Rothenflug bestätigt haben.

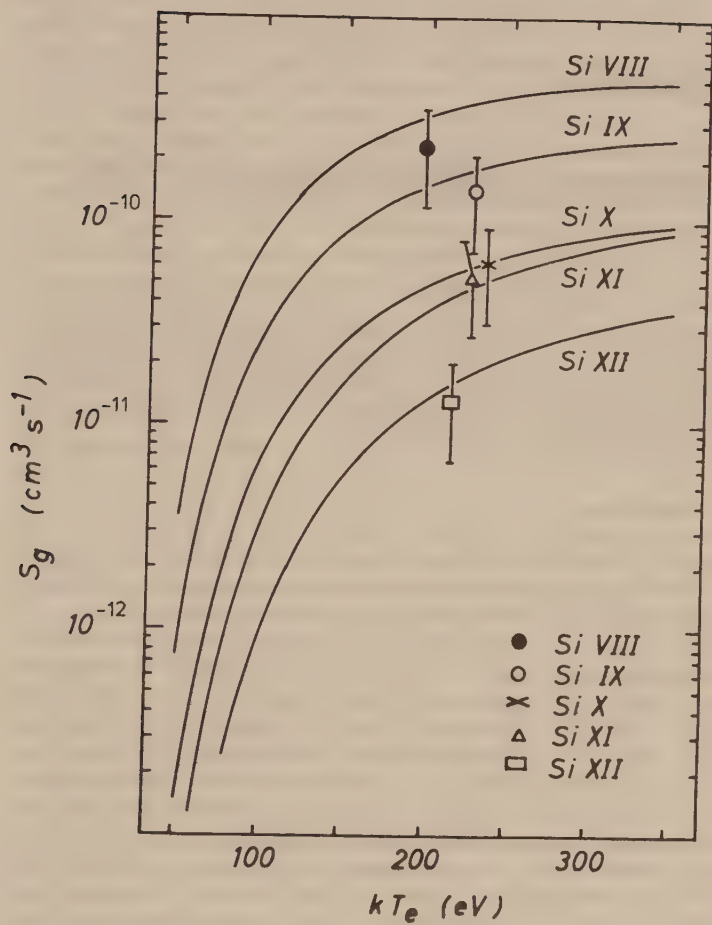


Abbildung 3.6: Ionisationsratenkoeffizienten

Kapitel 4

Kohlenstoffähnliches Si IX

Dieses Kapitel behandelt das kohlenstoffähnliche Si IX. Im Kapitel 5.1 geben wir eine kurze Einführung in die allgemeine Struktur einer Klasse von Ionen, zu dem auch Si IX gehört. Kapitel 5.2 stellt die spektroskopischen Meßergebnisse vor, und Kapitel 5.3 erläutert das für Si IX entwickelte Besetzungsmodell. Der letzte Paragraph befaßt sich mit den relativen und absoluten Anregungsratenkoeffizienten.

4.1 Einführung

Bevor wir uns in diesem und im nächsten Kapitel im Detail mit Si IX und Si X beschäftigen, werden wir in diesem Paragraphen eine kurze Übersicht über die allgemeine Struktur dieser Klasse von Ionen angeben.

Bor- und kohlenstoffähnliche Ionen gehören zu den 3- bis 9-Elektronensystemen, deren Grundzustand eine $1s^2 2s^m 2p^k$ -Konfiguration ($m=1,2$; $k=0,1,\dots,5$) ist. Dies sind die isoelektronischen Sequenzen von Li, Be, B, C, N, O und F. Das erste Element dieser Klasse ist das lithiumähnliche Ion, das ein Elektron außerhalb der geschlossenen $1s^2$ -Schale hat ($m=1$, $k=0$). Lithiumähnliche Ionen besitzen ein starkes wasserstoffähnliches Verhalten, so daß aus diesem Grunde die Termstruktur und damit das Spektrum relativ einfach ist [Edl64,Edl79]. Berylliumähnliche Ionen zeigen aufgrund ihrer vollen $2s$ -Schale eine ausgeprägte Analogie zum Heliumatom [Kuh69]. Das erste angeregte Niveau ist ein $2s2p$ -Zustand, gefolgt von einem $2p^2$ -Niveau. Erst danach folgen die normalen $2snl$ -Zustände ($n \geq 3$). Die niedrigsten angeregten Konfigurationen entstehen also durch einen Übergang eines oder beider $2s$ -Elektronen in freie Plätze des $2p$ -Orbitals. Das

gleiche Schema liegt auch bei den übrigen isoelektronischen Reihen vor, indem zuerst Zustände innerhalb der L-Schale gebildet werden. In der Literatur spricht man von einem $n=2$ -Komplex, der von den Konfigurationen $2s^22p^k$, $2s2p^{k+1}$ und $2p^{k+2}$ gebildet wird. Da im Mittel der Abstand der $n=2$ -Niveaus zu höheren n -Zuständen mit Z^2 zunimmt, auf der anderen Seite aber die Skalierung innerhalb der $n=2$ -Zustände nur mit Z erfolgt, besteht der $n=2$ -Komplex mit Ausnahme der ersten Ionen einer isoelektronischen Sequenz aus einer isolierten Gruppe von Zuständen, die nahe am Grundzustand liegen und vom restlichen Termsystem gut separiert sind. In einer Reihe von Arbeiten hat Edlén [Edl79, Edl81a, Edl81b, Edl82, Edl83a, Edl83b, Edl84, Edl85a, Edl85b] die verfügbaren Werte für die Termenergien des $n=2$ -Komplexes der 3- bis 9- Elektronensysteme aufbereitet und die isoelektronische Konsistenz der experimentellen Daten überprüft. Seine Ergebnisse sind zur Zeit die genauesten Werte und bilden auch die Grundlage für unsere Messungen.

Der $n=2$ -Komplex hat in den letzten Jahren ein zunehmendes Interesse gefunden, da er sich hervorragend für die Diagnostik von astrophysikalischen und Fusionsplasmen eignet. Die dipol-erlaubten Übergänge zwischen den $2s^2p^k$, $2s2p^{k+1}$ und $2p^{k+2}$ Konfigurationen sind für ein gegebenes Ion die stärksten Spektrallinien und können daher relativ leicht nachgewiesen werden. Außerdem weisen sie in einem großen Bereich eine Abhängigkeit von der Elektronendichte auf, die dann entsteht, wenn sich die Feinstrukturzustände im Übergangsbereich zwischen Korona- und Boltzmannbesetzung befinden. Eine neuere Übersicht über die astrophysikalischen Anwendungen dieser Diagnostikmöglichkeit findet sich bei Doschek [Dos88].

Im Bereich der Fusionsforschung konzentriert sich das Interesse dagegen mehr auf die Strahlungsübergänge innerhalb der Grundzustände [Suc81]. In den $2s^22p^k$ -Konfigurationen treten nur verbotene Linien (magnetische Dipolübergänge) auf, die bei schwereren Elementen eine für den spektroskopischen Nachweis genügend hohe Übergangswahrscheinlichkeit haben. Diese verbotenen Spektrallinien haben den Vorteil, daß ihre Intensitäten und Profile nicht durch Opazitätseffekte beeinflußt werden und daß sie in den Bereich längerer Wellenlängen fallen [Kau86], in dem genaue Linienprofile aufgenommen werden können. Sie lassen sich somit für die Messung der Ionentemperatur von schweren Elementen (z.B. Fe, Ni) aus dem Dopplerprofil heranziehen [Suc78, Suc79a]. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, aus der absoluten Strahldichte einer solchen verbotenen Linie die Dichte von Verunreinigungselementen in einem Tokamakplasma zu bestimmen [Suc79b] (vgl. auch Kapitel 1.1).

Zum Abschluß sei noch auf ein interessantes Diagnostikverfahren hingewiesen, daß von Doschek und Feldman [Dos76] vorgeschlagen wurde. Ab einer bestimmten Elektronendichte sind die Feinstrukturniveaus des $2s^2 2p^k$ -Grundzustandes statistisch besetzt; die Dichte in den oberen Multipletts des $n=2$ -Komplexes ist klein gegenüber der des Grundzustandes. Mit zunehmender Elektronendichte ändert sich die Besetzung im Grundzustand kaum, während die Dichte der $2s 2p^{k+1}$ -Konfigurationen linear mit n_e zunimmt. Dadurch wird das Verhältnis einer verbotenen Linie aus dem Grundzustand zu einer optisch erlaubten $2s 2p^{k+1} \rightarrow 2s^2 2p^k$ -Spektrallinie abhängig von der Elektronendichte. Unserer Kenntnis nach ist dieses Verfahren allerdings noch nicht angewandt worden. Der Grund hierfür könnte darin liegen, daß die relative Empfindlichkeit des optischen Nachweissystemes über einen großen Wellenlängenbereich bekannt sein muß.

4.2 Messungen an Si IX

Si IX ist ein kohlenstoffähnliches Ion mit der Grundkonfiguration $1s^2 2s^2 2p^2$. Das energetisch niedrigste Multiplett liegt im Triplettssystem ($1s^2 2s^2 2p^2 \ ^3P_{0,1,2}$), gefolgt von den metastabilen Niveaus $2s^2 2p^2 \ ^1D_2$ und $2s^2 2p^2 \ ^1S_0$ (Tabelle 4.1). Entsprechend den Ausführungen im vorherigen Paragraphen existiert als nächstes die $2s 2p^3$ -Konfiguration mit Quintett-, Triplett- und Singulett-Termen. Den Abschluß des $n=2$ -Komplexes bilden die $2p^4 \ ^3P_{2,1,0}$, $2p^4 \ ^1D_2$ und $2p^4 \ ^1S_0$ Zustände. Für unsere Messungen an diesem Ion legten wir die Termenergien und Wellenlängen von Edlén [Edl85a] zugrunde, die sich nur geringfügig von einer älteren Zusammenstellung von Fawcett [Faw75] unterscheiden. Die Mehrzahl der Spektrallinien fällt in den Bereich zwischen 20 und 40nm, in dem sie unproblematisch mit dem Grazing-Incidence nachgewiesen werden können. Experimentell beobachtbar waren allerdings nur Linien zwischen den $2s^2 2p^2$ - und $2s 2p^3$ -Konfigurationen. Die Intensitäten von Interkombinationslinien und Spektrallinien von den $2p^4$ -Zuständen lagen unterhalb der Nachweisgrenze und konnten deshalb nicht aufgenommen werden. In Tabelle 4.2 sind die experimentellen, spektroskopischen Ergebnisse von Si IX zusammengestellt. In der ersten und zweiten Spalte steht der Übergang mit der dazugehörigen Wellenlänge. Die Strahldichte (Spalte 3) ergibt sich aus der Multiplikation des registrierten Spannungssignals, gemittelt über 10 Entladungen, mit der inversen Empfindlichkeit des Grazing-Incidence Nachweissystemes (Gleichung 3.4). Den Emissionskoeffizienten (Spalte 4) erhält man aus der Division von

Nr.	Konfiguration	Energie [Edl85a]	
		cm ⁻¹	eV
1	2s ² 2p ² ³ P ₀	0	0.000
2		³ P ₁	2546
3		³ P ₂	6415
4		¹ P ₂	52927
5		¹ S ₀	107792
6	2s2p ³ ⁵ S ₂	150320	18.637
7		³ D ₃	292244
8		³ D ₂	292300
9		³ D ₁	292440
10		³ P ₁ ^o	344013
11		³ P ₀ ^o	344066
12		³ P ₂ ^o	344124
13		¹ D ₂ ^o	440401
14		³ S ₁ ^o	446941
15		¹ P ₁ ^o	492774
16	2p ⁴ ³ P ₂	674750	83.658
17		³ P ₁	679302
18		³ P ₀	681079
19		¹ D ₂	719510
20		¹ S ₀	819717

Tabelle 4.1: Termenergien von Si IX

$2s^22p^2 - 2s2p^3$			
Übergang	$\lambda (nm)$	$L (Wcm^{-2}sr^{-1})$	$\varepsilon (Wcm^{-3}sr^{-1})$
$^3P_0 - ^3S_1^o$	22.3743	515.2 ± 117.3	25.8 ± 6.4
$^3P_1 - ^3S_1^o$	22.5025	1604.6 ± 352.9	80.2 ± 19.4
$^3P_2 - ^3S_1^o$	22.7001	2599.2 ± 558.9	130.0 ± 30.8
$^3P_0 - ^3P_1^o$	29.0687	435.0 ± 114.9	21.8 ± 6.1
$^3P_1 - ^3P_2^o$	29.2759		
$^3P_1 - ^3P_0^o$	29.2809	1147.6 ± 292.4	57.4 ± 15.7
$^3P_1 - ^3P_1^o$	29.2854		
$^3P_2 - ^3P_2^o$	29.6113		
$^3P_2 - ^3P_1^o$	29.6210	2034.9 ± 453.0	101.7 ± 24.8
$^3P_0 - ^3D_1^o$	34.1950	432.0 ± 124.8	21.6 ± 6.6
$^3P_1 - ^3D_1^o$	34.4954		
$^3P_1 - ^3D_2^o$	34.5120	1146.6 ± 254.0	57.3 ± 13.9
$^3P_2 - ^3D_1^o$	34.9620		
$^3P_2 - ^3D_2^o$	34.9791	2035.0 ± 447.1	101.8 ± 24.6
$^3P_2 - ^3D_3^o$	34.9860		
$^1D_2 - ^1P_1^o$	22.7352	2257.2 ± 505.7	112.9 ± 27.7
$^1S_0 - ^1P_1^o$	25.9752	422.4 ± 115.8	21.1 ± 6.2

$$t = 2.8\mu s, l_p = (20 \pm 2) cm, kT_e = 197 eV, n_e = 1.77 \times 10^{+16} cm^{-3}$$

Tabelle 4.2: gemessene Spektrallinien von Si IX

Strahldichte und Plasmalänge (Gleichung 1.3). In Tabelle 4.2 beziehen sich die Strahldichten und Emissionskoeffizienten auf den Zeitpunkt der maximalen Emission von Si IX. Dies ist $2.8\mu\text{s}$ nach Beginn der Hauptentladung der Fall. Zu dieser Zeit beträgt $kT_e = 197\text{ eV}$ und die Elektronendichte $n_e = 1.77 \times 10^{+16}\text{ cm}^{-3}$. Einige Feinstrukturlinien liegen so dicht beisammen, daß sie mit dem Grazing-Incidence nicht mehr trennbar waren. Der Monochromator wurde daher auf die Mitte der Linien eingestellt, und der Austrittsspalt so weit geöffnet, bis alle Linien erfaßt waren. Die Emissionskoeffizienten haben einen Fehler von $\simeq 30\%$. Der Hauptanteil kommt hierbei aus der relativen Unsicherheit für die inverse Empfindlichkeit des Grazing-Incidence, die wir mit 20% angesetzt haben.

Zu einer ersten Analyse betrachten wir die Linien im Triplett-System. Aus jedem oberen Multiplett entstehen drei meßbare Spektrallinien, die sich aus bis zu drei, in der Wellenlänge nicht mehr separierbaren Einzelübergängen zusammensetzen. Obwohl eine beobachtete Linie verschiedene Anfangszustände haben kann, besitzt sie jedoch nur einen, genau definierten Endzustand. So ist z.B. die gemessene Linie bei 29.29 nm die Summe aus drei Spektrallinien, die von den Feinstrukturzuständen des $2s2p^3\text{ }^3\text{P}$ -Multipletts ausgehen und alle im $2s^22p^2\text{ }^3\text{P}_1$ -Niveau enden. Diese Tatsache vereinfacht die Analyse erheblich, sobald die Zustände innerhalb eines Multipletts statistisch besetzt sind. Dann läßt sich nämlich die Summenregel von Ornstein, Burger und Dorgelo anwenden, die besagt, daß die Summe der Intensitäten aller Linien eines Multipletts, die ein und dasselbe Endniveau haben, proportional zum statistischen Gewicht dieses Niveaus ist. Auf unseren Fall angewendet bedeutet dies, daß sich die Strahldichten der jeweils drei gemessenen Spektrallinien aus einem Multiplett entsprechend den statistischen Gewichten des Grundzustandes verhalten sollten, also $1:3:5$. Aufgrund der hohen Elektronendichte und des kleinen Energieabstandes der Feinstrukturzustände im Vergleich zur Elektronentemperatur ist für Si IX eine statistische Besetzung zu erwarten. In Tabelle 4.3 sind die experimentellen relativen Intensitäten aus den drei Triplettmultipletts aufgeführt. Die experimentellen Werte sind mit einer Unsicherheit von $\simeq 15\%$ behaftet, da wir infolge der geringen Wellenlängenunterschiede die Empfindlichkeit des Nachweissystems als konstant annehmen können. Innerhalb des Fehlers stimmen die experimentellen Intensitätsverhältnisse mit den theoretischen überein. Die Feinstrukturzustände eines jeden Multipletts sind gemäß der Boltzmann-Verteilung besetzt.

Dieses Ergebnis zeigt weiterhin auf, daß die gemessenen Spektrallinien optisch dünn sind. Wären nämlich eine oder mehrere Linien optisch dick, so

	$2s^22p^2$		
	3P_0	3P_1	3P_2
$2s2p^3\ ^3S^\circ$	1.0	3.1	5.0
$2s2p^3\ ^3P^\circ$	1.0	2.6	4.7
$2s2p^3\ ^3D^\circ$	1.0	2.7	4.7

Tabelle 4.3: experimentelle relative Intensitäten

ergäben sich sofort Unstimmigkeiten in den Intensitätsverhältnissen. Solche Abweichungen ließen sich erst nach einer Korrektur bezüglich der Selbstabsorption (vgl. Kapitel 1.4) beseitigen. Die vernachlässigbare optische Dicke ließ sich auch aus einer Abschätzung mit Hilfe von Gleichung (1.46) bestätigen, wobei als Iontemperatur die aus dem Druckgleichgewicht berechnete Temperatur der Protonen eingesetzt wurde ($kT_i \simeq 600\text{ eV}$ bei $t = 2.8\mu\text{s}$). Eine Korrektur der gemessenen Linienstrahldichten war nicht erforderlich.

4.3 Besetzungsmodell

Da kohlenstoffähnliche Ionen bislang in Laborplasmen nicht untersucht wurden [Gri88], existiert auch noch kein entsprechendes Modell für die Besetzung der einzelnen Zustände. Bevor wir also die experimentellen Werte weiter analysieren können, müssen wir die verschiedenen Modelle hinsichtlich ihrer Anwendbarkeit und eventuellen Modifikation überprüfen.

Die Stoß- und Strahlungsgrößen für den $n=2$ -Komplex von Si IX sind von Aggarwal [Agg83a, Agg83b, Agg84a, Agg84b, Agg86a, Agg86b] mit der R-Matrix Methode berechnet worden und bilden die Grundlage für unsere Berechnungen. Eine erste Abschätzung für unsere Plasmabedingungen ergab, daß die Stoß- und Strahlungsraten für die optisch erlaubten Übergänge dominieren. Allerdings sind andere Raten nur um einen Faktor 10 kleiner. Es ist also von vornherein zu erwarten, daß die $2s2p^3$ -Zustände vorwiegend vom Grundzustand aus besetzt werden und durch spontanen Strahlungszerfall in denselben entvölkert werden. Es stellte sich nur die Frage, in wieweit die angeregten Konfigurationen aufgrund ihres geringen Energieabstandes miteinander gekoppelt sind und welchen Einfluß die Stoßkopplung auf das Korona-Modell hat. Zu diesem Zweck haben wir für den $n=2$ -Komplex von

		Endzustand																			
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
A	1		x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
	2	x			x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
	3	x	x			x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
	4	x	x	x		x		x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
	5		x	x	x			x	x	x	x	x	x	x		x	x	x	x	x	x
	6		x	x	x			x	x	x	x	x	x			x		x	x		
	7				x	x			x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
	8		x	x	x			x			x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
	9	x	x	x	x	x						x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
	10	x	x	x	x	x							x	x	x	x	x	x	x	x	x
z	11		x										x	x	x	x	x	x	x	x	
u	12		x	x	x									x	x	x	x	x	x	x	
s	13			x	x	x									x	x	x	x	x	x	
t	14	x	x	x	x	x										x	x	x	x	x	
a	15	x	x	x	x	x											x	x	x	x	x
n	16						x	x	x	x	x		x	x	x	x		x	x	x	x
d	17						x		x	x	x	x	x	x	x	x			x	x	x
	18								x	x					x	x				x	x
	19							x	x	x	x		x	x	x	x					x
	20								x	x					x						

Tabelle 4.4: Datensatz für Si IX

Si IX das zeitunabhängige Ratengleichungssystem

$$\frac{dn_i}{dt} = \sum_{k>i} n_k (n_e X_{ki} + A_{ki}) - n_i \sum_{j<i} (n_e X_{ij} + A_{ij}) = 0 \quad (4.1)$$

mit einem SVD-Algorithmus gelöst [Pre86]. Tabelle 4.4 gibt einen Überblick über den benutzten Datensatz. In der oberen Dreiecksmatrix stehen die Kombinationen für die Stoßanregung. Dementsprechend enthält die untere Dreiecksmatrix die Strahlungsübergänge [Agg86b]. Die Übergangswahrscheinlichkeiten für die verbotenen Übergänge stammen von Nussbaumer und Rusca [Nus79].

Die Ratenparameter γ sind von Aggarwal nur in tabellierter Form publiziert worden. Um uns für jeden Übergang die notwendige Interpolation zu ersparen und um gleichzeitig eine Aussage über den Einfluß der Elektronentemperatur auf die Besetzungsdichten treffen zu können, haben wir die

Ratenparameter an die Formel

$$\gamma_{ij}(T_e) = y \left[\left(\frac{A}{y} + C \right) + \frac{D}{2}(1-y) + e^y E_1(y) \left(B - Cy + \frac{D}{2}y^2 + \frac{E}{y} \right) \right] \quad (4.2)$$

mit $y = \Delta E_{ij}/kT_e$ angepaßt. Das Exponentialintegral $E_1(y) = \int_1^\infty t^{-1} e^{-yt} dt$ läßt sich numerisch leicht aus der Approximation mit Polynomen und rationalen Funktionen [Abr72] oder mit Hilfe eines sehr genauen FORTRAN-Programmes [Ste74] berechnen. Der Einfachheit halber haben wir jedoch für das Produkt $e^y E_1(y)$ die Näherung von Mewe [Mew72]

$$e^y E_1(y) \simeq \ln \left(\frac{y+1}{y} \right) - \frac{0.36 + 0.03(y+0.01)^a}{(y+1)^2} \quad (4.3)$$

($a = 0.5$ für $y \geq 1$, $a = -0.5$ für $y < 1$) benutzt. Für dipol-erlaubte Übergänge wurden alle 5 Parameter A,B,C,D und E mit einem linearen Least-Square Verfahren bestimmt; alle anderen Anpassungen geschahen mit $E=0$. Die Formel (4.2) ist von verschiedenen Autoren mit Erfolg benutzt worden [Mew72, Mew78, Mer80, Iti83, Iti85, Kat88]. Sie beruht auf einer Approximation der Stoßstärke Ω durch die Summe

$$\Omega(u) = A + \frac{B}{u} + \frac{C}{u^2} + \frac{D}{u^3} + E \ln u \quad (4.4)$$

Bei hohen Energien ($u = E/\Delta E \gg 1$) dominiert für optisch erlaubte Übergänge der Logarithmuserm, und die ersten vier Summanden beschreiben das Verhalten der Stoßstärke im Bereich des Schwellwertes. Für verbotene Übergänge verschwindet der Logarithmus. Im Gegensatz zu einer bloßen Approximation durch Polynome [Jan87] nutzen die Gleichungen (4.2) und (4.4) das jeweilige asymptotische Verhalten der Stoßgrößen aus. Von den insgesamt 190 möglichen Stoßkombinationen für den $n=2$ -Komplex standen Ratenparameter für 183 Übergänge zur Verfügung. Es fehlen sieben verbotene Übergänge, die allerdings aufgrund ihrer wahrscheinlich kleinen Werte keinen Einfluß auf das Ergebnis haben. Die angepaßten Ratenparameter weichen im Mittel um weniger als 5% von den Originalwerten ab, obwohl bei vereinzelt Elektronentemperaturen schon mal Abweichungen von bis zu 15% auftreten können. Zusätzliche Unsicherheiten im Ergebnis infolge dieser Anpassung können jedoch vernachlässigt werden.

Die realtiven Besetzungsdichten für Elektronendichten zwischen 10^{+4} cm^{-3} und 10^{+12} cm^{-3} sind schon von Aggarwal [Agg86b] berechnet worden. Dieser Bereich ist für die Diagnostik astrophysikalischer Plasmen

interessant, da die Feinstrukturzustände von der Korona-Besetzung in eine statistische Besetzung übergehen und somit einige Linienverhältnisse eine ausgeprägte Dichteabhängigkeit aufweisen. Unsere Ergebnisse stimmen gut mit den Werten von Aggarwal überein. Die Mitnahme der $2p^4$ -Zustände veränderte kaum die Besetzung der niedrigeren Konfigurationen.

Die Feinstrukturzustände eines jeden Multipletts sind für $n_e \geq 10^{+10} \text{ cm}^{-3}$ untereinander entsprechend der Boltzmann-Verteilung besetzt. Die Multipletts des Tripletsystems können jetzt als Einzelzustände mit gemittelten Ratenkoeffizienten und Übergangswahrscheinlichkeiten betrachtet werden. Um ein quantitatives Maß für die Kopplung zu erhalten, nähern wir die Be- und Entvölkerungsprozesse dieser Zustände durch die Beziehung

$$n_g n_e X_{ga} = n_a (A_{ag} + n_e X_{ag}) \quad (4.5)$$

an und führen einen Kopplungsparameter β ein, der die Abweichung der Approximation von den berechneten Besetzungsdichten beschreibt:

$$\left(\frac{n_a}{n_g} \right)_{comp} = (1 + \beta_{ga}) \left(\frac{n_a}{n_g} \right)_{appr} \quad (4.6)$$

$$= (1 + \beta_{ga}) \frac{n_e X_{ga}}{A_{ag}} \left(1 + \frac{n_e X_{ag}}{A_{ag}} \right)^{-1}. \quad (4.7)$$

In den Gleichung (4.5) – (4.7) bezieht sich der Index g auf den $2s^2 2p^2 \ ^3P$ -Grundzustand und a steht stellvertretend für ein $2s2p^3 \ ^3P^o, \ ^3P^o, \ ^3D^o$ -Multiplett. Kann die Stoßabregung vernachlässigt werden ($n_e X_{ag}/A_{ag} \ll 1$) und existiert keine Kopplung der angeregten Konfigurationen (β_{ga}), so liegt ein reines Korona-Modell vor. Die Multiplettanregungsratenkoeffizienten wurden aus der Anpassung der summierten Ratenparameter [Agg86a] an Gleichung (4.2) berechnet. Die Anpaßparameter sind in Tabelle 4.5 aufgeführt.

Die Größe $1 + \beta_{ga}$ wurde für jede $2s2p^3$ -Triplettkonfiguration in den Bereichen $50 \text{ eV} \leq kT_e \leq 215 \text{ eV}$ und $10^{+10} \text{ cm}^{-3} \leq n_e \leq 10^{+18} \text{ cm}^{-3}$ berechnet. Die Kopplung wird zwar mit zunehmender Elektronentemperatur schwächer, besitzt allerdings nur eine geringe Temperaturabhängigkeit. Die Korrekturen liegen im Prozentbereich und sind nahezu unabhängig von der Elektronendichte. Die Entvölkerung der angeregten Niveaus durch Stöße zum Grundzustand kann für $n_e < 10^{+17} \text{ cm}^{-3}$ vernachlässigt werden. Bei größeren Elektronendichten muß dieser Prozeß berücksichtigt werden. Insgesamt können wir feststellen, daß die $2s2p^3$ -Triplettkonfigurationen durch

$2s^22p^2 \rightarrow 2s2p^3$					
	A	B	C	D	E
$^3P \rightarrow ^3S^o$	-1.3636	8.3620	-8.2415	3.0759	1.5373
$^3P \rightarrow ^3P^o$	-1.0297	7.6670	-5.4992	1.3391	1.6168
$^3P \rightarrow ^3D^o$	-1.1739	9.2982	-8.6533	3.9557	1.7978

Tabelle 4.5: Anpaßparameter für die $2s^22p^2 \rightarrow 2s2p^3$ - Multipletttransitionsparameter

Elektronenstoß vom $2s^22p^2$ 3P -Grundzustand besetzt werden. Der Zerfall dieser Multipletts geschieht durch spontane Strahlung. Die Abweichung vom Korona-Modell ist für $50 \text{ eV} \leq kT_e \leq 215 \text{ eV}$ und $10^{+10} \text{ cm}^{-3} \leq n_e \leq 10^{+17} \text{ cm}^{-3}$ kleiner als 10%.

Das Besetzungsmodell, das wir gerade aufgestellt haben, hängt natürlich von den verwendeten atomaren Daten ab. Im Hinblick auf die Stoßprozesse ist der benutzte, fast vollständige Datensatz von Aggarwal leider zur Zeit der einzig verfügbare, so daß ein Vergleich mit anderen Ratenkoeffizienten nicht durchgeführt werden kann. Es existiert zwar noch eine ältere Rechnung von Mason und Bhatia [Mas78], die allerdings für unsere Anwendung nur mit großen Unsicherheiten benutzt werden kann. Mason und Bhatia geben nur die Stoßstärke für drei Energien an. In diesem Fall tritt das Problem einer zuverlässigen Extrapolation für die notwendige Integration auf. Bei den Strahlungsraten sieht die Situation besser aus. Die Übergangswahrscheinlichkeiten sind von mehreren Autorengruppen mit unterschiedlichen Codes berechnet worden [Wie69, Mas78, Che79, Fro85, Faw87]. Die Werte für erlaubte Dipolübergänge stimmen gut überein, während bei den Übergangswahrscheinlichkeiten für verbotene Übergänge doch signifikante Abweichungen auftreten können. Die für unsere Analyse wichtigen Multiplettübergangswahrscheinlichkeiten gruppieren sich innerhalb von $\pm 15\%$ um die Daten von Aggarwal. Diese gute Konvergenz der unterschiedlichen Rechnungen bestätigt den allgemeinen Trend, daß die atomaren Größen der stärksten Übergänge genau berechnet werden können. Der Mittelwert $\bar{A}$ (Gleichung 1.10) wird nämlich vorwiegend durch die größten Einzelübergangswahrscheinlichkeiten bestimmt.

4.4 Anregungsratenkoeffizienten

Wir hatten im letzten Kapitel gesehen, daß die Verhältnisse im Triplett-system von Si IX durch ein leicht modifiziertes Korona-Modell beschrieben werden können. Unter diesen Umständen ist die Strahldichte einer Spektrallinie proportional zum entsprechenden Anregungsratenkoeffizienten

$$L_{10} = \frac{\Delta E_{01}}{4\pi} n_1 A_{10} l_p = \frac{\Delta E_{01}}{4\pi} n_0 n_e X_{01}^{eff} l_p . \quad (4.8)$$

Um aus der Strahldichte einer einzelnen gemessenen Linie den effektiven Anregungsratenkoeffizienten X^{eff} zu erhalten, benötigen wir neben der Elektronendichte n_e und der Plasmalänge l_p noch die Besetzungsdichte n_0 des Grundzustandes. Zunächst umgehen wir aber diesen Problemkreis und bilden das Verhältnis zweier Spektrallinien. Das Linienverhältnis hängt dann nur noch von den Wellenlängen und dem Verhältnis der Anregungsratenkoeffizienten ab

$$\frac{L_{10}}{L_{20}} = \frac{\lambda_{02}}{\lambda_{01}} \frac{X_{01}^{eff}}{X_{02}^{eff}} . \quad (4.9)$$

Die Angabe von relativen Ratenkoeffizienten aus (4.9)

$$\frac{X_{01}^{eff}}{X_{02}^{eff}} = \frac{\lambda_{01}}{\lambda_{02}} \frac{L_{10}}{L_{02}} . \quad (4.10)$$

hat zudem noch den zusätzlichen Vorteil, daß eine Messung der absoluten Strahldichten nicht notwendig ist, sondern im Prinzip nur die relative Empfindlichkeit des optischen Nachweissystemes bekannt sein muß. Tabelle 4.6 faßt die gemessenen Multiplettstrahldichten, die mittleren Wellenlängen und die Kopplungsfaktoren aus den Modellrechnungen zusammen. Die relativen Anregungsratenkoeffizienten haben wir auf den $2s^2 2p^2 \ ^3P - 2s 2p^3 \ ^3S^o$ - Übergang bezogen. Die erste Spalte von Tabelle 4.7 gibt das betrachtete Verhältnis an. In der zweiten und dritten Spalte stehen die experimentellen Ergebnisse. Die aus Gleichung (4.10) gewonnenen effektiven Verhältnisse (Spalte 2) sind mit Hilfe der aus (4.7) stammenden Beziehung

$$X^{eff} = (1 + \beta) X \quad (4.11)$$

korrigiert worden (Spalte 3). Wie zu erwarten, brachte die Korrektur nur eine leichte Änderung der effektiven Werte. Die vierte und fünfte Spalte gibt die theoretischen Verhältnisse an [Dav77, Agg86a]. In der 6. und 7. Spalte sind die korrigierten experimentellen Verhältnisse mit den beiden Theorien

$2s^22p^2 - 2s2p^3$			
	$L(Wcm^{-2}sr^{-1})$	$\bar{\lambda} \text{ (nm)}$	$1 + \beta$
$^3P - ^3S^o$	4719.0 ± 671.3	22.597	1.00329
$^3P - ^3P^o$	3617.5 ± 551.3	29.441	0.93133
$^3P - ^3D^o$	3613.6 ± 529.1	34.736	1.05883

Tabelle 4.6: gemessene Multiplettstrahldichten, mittlere Wellenlängen und Kopplungsfaktoren

	$X_{rel}(a) = X(a)/X(^3P \rightarrow ^3S^o)$					
a	Experiment		Theorie		Theorie/Experiment	
	effektiv	korrigiert	[Dav77]	[Agg86a]	[Dav77]	[Agg86a]
$^3P \rightarrow ^3P^o$	1.00 ± 0.21	1.08 ± 0.21	0.85	1.33	0.79	1.23
$^3P \rightarrow ^3D^o$	1.18 ± 0.24	1.12 ± 0.24	1.50	1.59	1.34	1.42

Tabelle 4.7: relative Anregungsratenkoeffizienten für Si IX

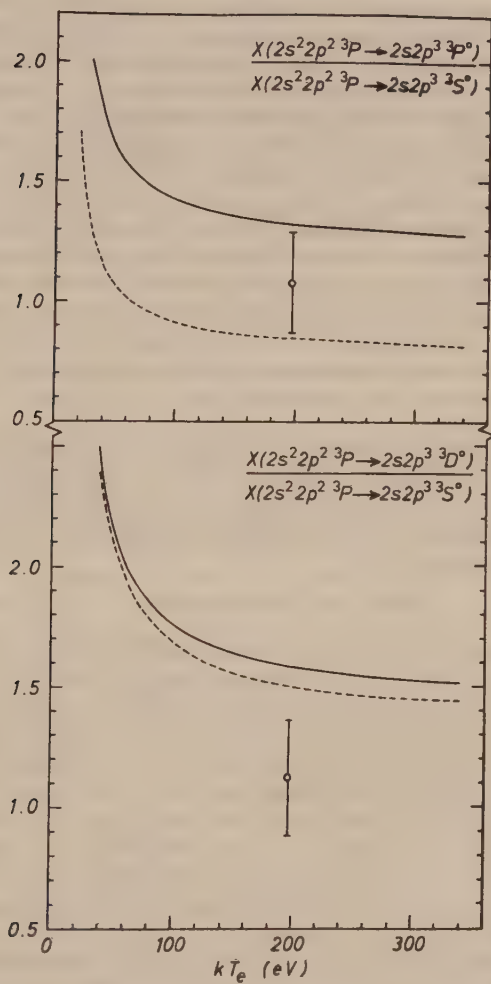


Abbildung 4.1: relative Anregungsratenkoeffizienten (durchgezogene Kurve nach [Agg86a], gestrichelte Kurve nach [Dav77])

verglichen worden. Eine grafische Darstellung der Ergebnisse findet sich in Abbildung 4.1. Die theoretischen Kurven zeigen im Bereich kleiner Elektronentemperaturen eine starke Temperaturabhängigkeit, die weniger durch die Änderungen der Ratenparameter zu begründen ist, als vielmehr durch den Exponentialfaktor der Ratenkoeffizienten hervorgerufen wird. Für unsere Messungen wirkt sich eine Unsicherheit in der Temperatur auf die relativen Raten nicht aus. Für das Verhältnis $X(^3P \rightarrow ^3P^o)/X(^3P \rightarrow ^3S^o)$ unterscheiden sich die beiden Kurven deutlich voneinander. Der Meßwert liegt in der Mitte und der Meßfehler füllt die Lücke zwischen beiden Kurven aus. In dem zweiten Fall ist das gemessene Verhältnis um einen Faktor 1.4 kleiner als die übereinstimmenden Theoriewerte. Wenn wir annehmen, daß die berechneten Anregungsratenkoeffizienten höchstens auf 20% genau sind, so erhalten wir innerhalb der jeweiligen Fehlergrenzen eine Übereinstimmung von Theorie und Experiment. Es deutet sich allerdings hier schon an, daß die Ratenkoeffizienten systematisch kleiner sind als von der Theorie berechnet.

Für die Herleitung der absoluten Anregungsratenkoeffizienten aus den experimentellen Strahldichten benötigen wir die Besetzungsdichte des $2s^2 2p^2 \text{ } ^3P$ -Grundzustandes. Hierzu benutzen wir das Verfahren des konstanten Mischungsverhältnisses in leicht abgewandelter Form. Die Dichte der Si IX - Ionen ist gegeben durch

$$n(\text{Si IX}; t) = f(\text{Si IX}; t) k n_e(t) , \quad (4.12)$$

wobei f den Anteil der Siliziumatome im kohlenstoffähnlichen Zustand angibt und k als das Verhältnis der gesamten Siliziumionendichte (Summation über alle Ionisationszustände) relativ zur Elektronendichte definiert ist. Die Größe k erhält man in der Regel aus dem Verhältnis der eingestellten Partialdrücke. Es hat sich allerdings in der Vergangenheit gezeigt, daß insbesondere bei schwereren Elementen [Dat72] und bei reaktiven Gasen [Kol83, Kol86] die Annahme eines konstanten Mischungsverhältnisses nicht streng erfüllt ist, sondern sich nur ein Anteil der Verunreinigungsatome im heißen Plasma wiederfindet. Wir setzen deshalb voraus, daß die Siliziumkonzentration während des Entladungszeitraumes, in dem Ionisationsstufen spektroskopisch nachweisbar waren (Si VI bis Si XII), konstant ist. Das Mischungsverhältnis läßt sich dann aus dem lithiumähnlichen Ion Si XII gewinnen. Zum Zeitpunkt der maximalen Emission von Si XII ($t = 5.4 \mu\text{s}$, $kT_e = 230 \text{ eV}$, $n_e = 3.06 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) betrug die Besetzungsdichte: $n(\text{Si XII}; 5.4 \mu\text{s}) \simeq n(2s) + n(2p) = (9.4 \pm 2.8) \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ [Koe89b]. Dieser Wert wurde aus drei unabhängigen Messungen berechnet. Sowohl die abso-

$X(2s^22p^2 \rightarrow 2s2p^3)$ in $10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$						
	Experiment		Theorie		Theorie/Experiment	
	effektiv	korrigiert	[Dav77]	[Agg86a]	[Dav77]	[Agg86a]
$^3\text{P} \rightarrow ^3\text{S}^\circ$	6.38	6.36	19.9	11.6	3.13	1.82
$^3\text{P} \rightarrow ^3\text{P}^\circ$	6.37	6.84	16.8	15.4	2.46	2.25
$^3\text{P} \rightarrow ^3\text{D}^\circ$	7.51	7.09	29.9	18.4	4.22	2.60

Tabelle 4.8: Anregungsratenkoeffizienten

lute Strahldichte von Si XII – Linien mit der Annahme, daß die Anregungsratenkoeffizienten lithiumähnlicher Ionen hinreichend genau bekannt sind, als auch die Analyse hoher $\Delta n = 1$ – Strahlungsübergänge in Si XI und Si XII lieferten in den Fehlergrenzen übereinstimmende Ergebnisse [Koe89a]. Aus dem Ionisationsratenprogramm entnehmen wir: $f(\text{Si XII}; 5.4\mu\text{s}) = 0.501$. Wir wenden Gleichung (4.12) auf Si XII an und erhalten: $k = 6.13 \times 10^{-3}$. Insgesamt sind also nur 61% der eingefüllten Siliziumatome im Plasma vorhanden. Mit $f(\text{Si IX}; 2.8\mu\text{s}) = 0.445$ und $n_e = 1.77 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ergibt sich: $n(\text{Si IX}; 2.8\mu\text{s}) = 4.83 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ für das Strahlungsmaximum von Si IX. Die Lösung des zeitunabhängigen Ratengleichungssystem (Kapitel 4.3) gibt die Verteilung auf die verschiedenen Konfigurationen des $n=2$ –Komplexes an: 61.9% der Si IX – Ionen befinden sich im $2s^22p^2\ ^3\text{P}$ –Multipllett, 26.3% im $2s^22p^2\ ^1\text{D}_2$ –Niveau und nur 3.7% im $2s^22p^2\ ^1\text{S}_0$ –Zustand. Wir erhalten als Ergebnis: $n(2s^22p^2\ ^3\text{P}) = 2.99 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Der weitere Weg ist nun einfach. Wir lösen Gleichung (4.8) nach X auf und setzen die entsprechenden Werte ein. In Tabelle 4.8, die analog zu Tabelle 4.7 aufgebaut ist, und grafisch in Abbildung 4.2 sind die experimentellen und theoretischen Anregungsratenkoeffizienten gegenüber gestellt. Der experimentelle Fehler liegt bei 50%. Die größten Abweichungen bestehen zu den Rechnungen von Davis et al. Im Vergleich zu den Anregungsratenkoeffizienten von Aggarwal und Kingston sind unsere Meßwerte immer noch um durchschnittlich einen Faktor 2 kleiner. Eine Unsicherheit in der Elektronentemperatur wirkt sich auf das Ergebnis nicht aus. Eine befriedigende Übereinstimmung von Theorie

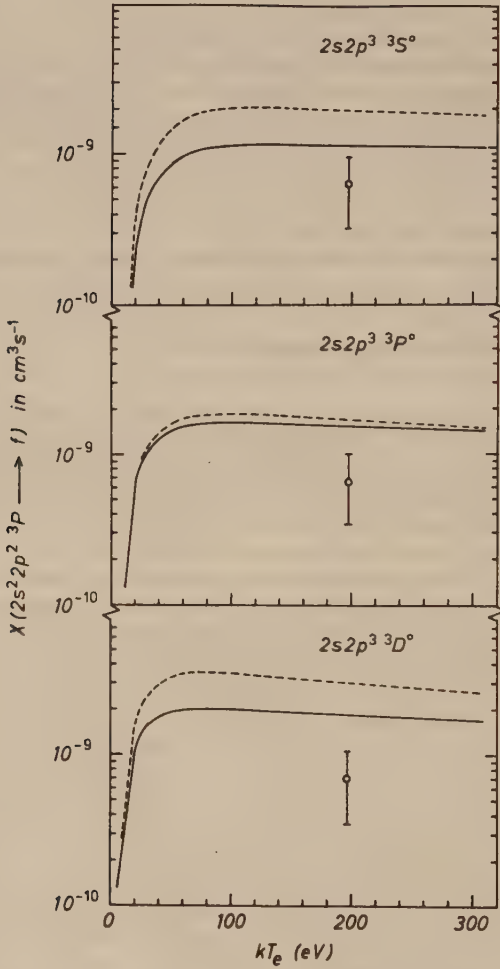


Abbildung 4.2: Anregungsratenkoeffizienten (durchgezogene Kurve nach [Agg86a], gestrichelte Kurve nach [Dav77])

und Experiment kann nicht festgestellt werden.

Zum Schluß bleibt nur noch die Richtigkeit der berechneten relativen Besetzungsdichten zu prüfen. Die beobachteten Spektrallinien im Triplett- und Singulettssystem werden vorwiegend durch Elektronenstoß von den jeweiligen $2s^22p^2$ -Konfigurationen erzeugt. Folglich ist das Verhältnis einer Triplettlinie relativ zu einer Spektrallinie aus dem Singulettssystem ein guter Indikator für die relative Besetzung. Die experimentellen Linienverhältnisse stimmten mit den berechneten überein.

Kapitel 5

Borähnliches Si X

Dieses Kapitel behandelt das borähnliche Si X. Der erste Paragraph erläutert die Termstruktur von Si X und führt die direkten Meßwerte auf. Im Kapitel 5.2 wird ein entsprechendes Besetzungsmodell entwickelt, während sich das letzte Kapitel mit den relativen und absoluten Anregungsratenkoeffizienten befaßt.

5.1 Messungen an Si X

Si X ist ein borähnliches Ion und besitzt insgesamt fünf Hüllenelektronen. Es treten zwei Spinsysteme auf, ein Doublett- und ein Quartettsystem. Die $2s^2 2p^2 P_{1/2,3/2}^o$ -Konfiguration ist der Grundzustand von Si X (Tabelle 5.1). Die ersten Resonanzniveaus entstehen wiederum aus der Anregung eines 2s-Elektrons. Innerhalb der $2s 2p^2$ -Konfigurationen liegen die $4P_{1/2,3/2,5/2}$ -Zustände energetisch am niedrigsten, gefolgt von den $2s 2p^2 D_{3/2,5/2}$, $2S_{1/2}$ und $2P_{1/2,3/2}$ -Niveaus. Der $n = 2$ -Komplex schließt mit den doppelt angeregten $2p^3 4S_{3/2}$, $2D_{3/2,5/2}^o$ und $2P_{1/2,3/2}^o$ Konfigurationen ab.

Die Si X - Messung erfolgte anhand der von Edlén [Edl83b] angegebenen Termenergien und Wellenlängen. Die Spektrallinien aus dem $n = 2$ -Komplex, die wir nachweisen konnten, sind in Tabelle 5.2 aufgeführt. Die angegebenen Linienstrahldichten und -emissionskoeffizienten gelten für den Zeitpunkt der maximalen Emission von Si X: $t = 3.3 \mu s$, $kT_e = 219 \text{ eV}$, $n_e = 2.07 \times 10^{+16} \text{ cm}^{-3}$ und $l_p = (17 \pm 2) \text{ cm}$. Die optische Dicke der einzelnen Linien haben wir mit ungünstigen, aber durchaus realistischen Werten nach oben hin abgeschätzt. Eine Korrektur der gemessenen Strahldichten war nicht erforderlich.

Nr.	Konfiguration	Energie [Edl83b]	
		cm ⁻¹	eV
1	2s ² 2p ² P _{1/2} ^o	0	0.000
2		6990	0.867
3	2s2p ² ⁴ P _{1/2}	161001	19.962
4		163476	20.268
5		167047	20.711
6		287846	35.688
7		287866	35.691
8		367640	45.582
9		390068	48.362
10		394031	48.854
11		509314	63.147
12		575430	71.344
13		575457	71.348
14		646744	80.186
15		647381	80.265

Tabelle 5.1: Termenergien von Si X

Übergang	$\lambda \text{ (nm)}$	$L \text{ (W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}\text{)}$	$\epsilon \text{ (W cm}^{-3} \text{ sr}^{-1}\text{)}$
$2s^2 2p \text{ } ^2P_{1/2}^\circ - 2s 2p^2 \text{ } ^2P_{3/2}$	25.3787	1973.7	116.1
$2s^2 2p \text{ } ^2P_{1/2}^\circ - 2s 2p^2 \text{ } ^2P_{1/2}$	25.6366	3029.0	178.2
$2s^2 2p \text{ } ^2P_{3/2}^\circ - 2s 2p^2 \text{ } ^2P_{1/2}$	26.1043	2487.1	146.3
$2s^2 2p \text{ } ^2P_{1/2}^\circ - 2s 2p^2 \text{ } ^2S_{1/2}$	27.2005	2154.5	126.7
$2s 2p^2 \text{ } ^4P_{1/2} - 2p^3 \text{ } ^4S_{3/2}^\circ$	28.7098	444.0	26.1
$2s 2p^2 \text{ } ^4P_{3/2} - 2p^3 \text{ } ^4S_{3/2}^\circ$	28.9153	923.8	54.3
$2s 2p^2 \text{ } ^4P_{5/2} - 2p^3 \text{ } ^4S_{3/2}^\circ$	29.2170	1208.0	71.1
$2s 2p^2 \text{ } ^2D - 2p^3 \text{ } ^2D^\circ$	34.7408	3239.1	190.5
$2s^2 2p \text{ } ^2P_{1/2}^\circ - 2s 2p^2 \text{ } ^2D_{3/2}$	-34.7749		
$2s^2 2p \text{ } ^2P_{3/2}^\circ - 2s 2p^2 \text{ } ^2D_{5/2}$	35.6029	4233.6	249.0
$2s^2 2p \text{ } ^2P_{3/2}^\circ - 2s 2p^2 \text{ } ^2D_{3/2}$	35.6054		

$t = 3.3 \mu s$, $l_p = (17 \pm 2) \text{ cm}$, $kT_e = 219 \text{ eV}$, $n_e = 2.07 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

Tabelle 5.2: spektroskopische Meßergebnisse von Si X

		Endzustand														
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
	1		x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
A	2	x		x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
n	3	x	x		x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
f	4	x	x			x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
a	5		x				x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
n	6	x	x					x	x	x	x	x	x	x	x	x
g	7		x						x	x	x	x	x	x	x	x
s	8	x	x							x	x	x	x	x	x	x
z	9	x	x								x	x	x	x	x	x
u	10	x	x									x	x	x	x	x
s	11			x	x	x	x	x	x	x	x		x	x	x	x
t	12			x	x	x	x	x	x	x	x			x	x	x
a	13				x	x	x	x			x				x	x
n	14			x	x		x		x	x	x					x
d	15			x	x	x	x	x	x	x	x					

Tabelle 5.3: Datensatz für Si X

5.2 Besetzungsmodell

Bei Si X liegt annähernd die gleiche Situation vor wie bei Si IX. Entsprechende Besetzungsmodelle wurden nur für den Temperatur- und Dichtebereich astrophysikalischer Plasmen entwickelt. Das Interesse beschränkte sich dabei hauptsächlich auf die Diagnostikmöglichkeiten der Ionen O IV, Mg VIII, Si X und S XII [Elw75, Flo75, Cha78, Fel78, Ver78, Dup78, Dwi80, Der82, Sah82, Hay83, Cha83]. Obwohl die Verhältnisse in Si X wesentlich häufiger untersucht wurden als die im kohlenstoffähnlichen Ion Si IX, bestand für uns jedoch die Notwendigkeit, ein neues Besetzungsmodell aufzustellen, da alle bisherigen Arbeiten nur den Bereich der kleinen Elektronendichten ($n_e \leq 10^{+12} \text{cm}^{-3}$) abdeckten. Die prinzipielle Vorgehensweise ist die gleiche wie bei Si IX. Das Ratengleichungssystem für den $n=2$ -Komplex von Si X wurde mit den Stoß- und Strahlungsdaten von Sampson et al. [Sam86] stationär gelöst. Die obere Dreiecksmatrix von Tabelle 5.3 zeigt, daß die Werte für alle Stöße von und zu jedem Niveau vorhanden sind. In Bezug auf die Strahlungsübergänge (untere Dreiecksmatrix) sind von Sampson et

al. die wichtigsten Übergangswahrscheinlichkeiten berechnet worden. Unsere weitere Auswertung und Analyse der Meßwerte beruht auf diesem nahezu vollständigen Satz an Stoß- und Strahlungsdaten. Die von Sampson und Mitarbeitern nicht berechnete Übergangswahrscheinlichkeit für den magnetischen $2s^22p^2P_{1/2}^o - 2s^22p^2P_{3/2}^o$ Dipolübergang hat einen entscheidenden Einfluß auf das Ergebnis bei kleinen Elektronendichten. Ohne diesen Wert, den wir der Arbeit von Saha und Treffitz [Sah82] entnommen haben, fehlt den berechneten, relativen Besetzungsdichten jener typische Übergangsbereich, der bei wachsender Elektronendichte das Korona- mit dem PLTG-Regime verbindet. Die nach Garstang [Gar62] berechneten Übergangswahrscheinlichkeiten für die magnetischen Dipolübergänge zwischen den Feinstrukturzuständen der übrigen Multipletts sind um mindestens einen Faktor 4 kleiner und beeinflussen bei keinem Dichtewert das Ergebnis. Die Rechnung zeigte, daß bei $kT_e = 219 \text{ eV}$ die Feinstrukturzustände ab $n_e \geq 10^{+12} \text{ cm}^{-3}$ untereinander statistisch besetzt sind. Im Gegensatz zu Si IX kann bei Si X eine Überprüfung der statistischen Besetzung mit Intensitätsverhältnissen nicht durchgeführt werden. Durch die unvollständige Aufnahme aller Feinstrukturlinien hängt nun auch die Interpretation der gemessenen Strahldichten explizit von den benutzten Übergangswahrscheinlichkeiten ab. Der gesamte Emissionskoeffizient setzt sich zusammen aus der Summe über die einzelnen Emissionskoeffizienten

$$\varepsilon(a \rightarrow g) = \sum_i \varepsilon_i \simeq \frac{\hbar c}{4\pi} \frac{1}{\lambda_{ga}} \frac{\sum_{k,j} g_k A_{k,j}}{g_a A_{ag}} \bar{A}_{ag} n_a, \quad (5.1)$$

wobei die Summe über alle an den einzelnen gemessenen Spektrallinien ε_i beteiligten Feinstrukturzustände k und j des oberen und unteren Multipletts erstreckt. Um die Richtigkeit der Stoß- und Strahlungswerte von Sampson et al. zu überprüfen, wurden aus den gemessenen Strahldichten mit Hilfe von Gleichung (5.1) die Besetzungsdichten der angeregten Multipletts berechnet. Da die numerische Lösung des zeitunabhängigen Ratengleichungssystem für den $n=2$ -Komplex keine absoluten Werte liefert, haben wir alle Besetzungsdichten auf die $2s2p^2^2D$ -Konfiguration bezogen. Tabelle 5.4 zeigt, daß für die $2s2p^2^2S$, 2P und $2p^3^4S_{3/2}$ -Zustände Theorie und Experiment gut übereinstimmen. Da in der Auswertung die Übergangswahrscheinlichkeiten eingehen, liegt bei diesen Niveaus der experimentelle Fehler bei etwa $\pm 50\%$.

Die Besetzungsdichte der doppelt angeregten $2p^3^2D^o$ -Konfiguration konnte nur indirekt bestimmt werden. Mit den $2p^3^2D^o \rightarrow 2s2p^2^2D$ -Spektrallinien wurde auch die $2s2p^2^2D_{3/2} \rightarrow 2s^22p^2P_{1/2}^o$ Linie aufgenommen. Die Strahldichte dieser Feinstrukturlinie läßt sich aber mit der Summenregel von

	$n_{rel}(a) = n(a) / n(2s2p^2D)$	
a	Experiment	Theorie [Sam86]
$2s2p^2\ ^2S$	0.075	0.079
$2s2p^2\ ^2P$	0.252	0.187
$2p^3\ ^4S^o$	0.045	0.032
$2p^3\ ^2D^o$	0.080	0.014

Tabelle 5.4: relative Besetzungsdichten

Ornstein, Burger und Dorgelo berechnen: $L(2s2p^2\ ^2D_{3/2,5/2} \rightarrow 2s^22p\ ^2P_{3/2}^o) = 2L(2s2p^2\ ^2D_{3/2} \rightarrow 2s^22p\ ^2P_{1/2}^o)$. Die Subtraktion dieses Wertes vom Meßwert und anschließende Division durch die Plasmalänge liefert den gewünschten Emissionskoeffizienten: $\varepsilon(2s^3\ ^2D^o \rightarrow 2s2p^2\ ^2D) = 66\ W\ cm^{-3}\ sr^{-1}$. Leider erhöht sich der Fehler durch die ganze Auswerteprozedur drastisch, so daß $n_{rel}(2p^3\ ^2D^o)$ näherungsweise eine experimentelle Unsicherheit von $\pm 95\%$ besitzt.

Es hat sich im Verlauf unserer Analyse herausgestellt, daß die Kombination von doppelt und einfach angeregten Zuständen für die spektroskopische Dichtediagnostik benutzt werden kann. Zur Illustration haben wir in Abbildung (5.1) die Größe $n_{rel}(2p^3\ ^2D^o)$ aufgezeichnet. Qualitativ läßt sich der Verlauf der Kurve relativ einfach erklären. Es bestehen im Prinzip zwei Kanäle für die Bevölkerung der $2p^3\ ^2D^o$ -Konfiguration. Bei kleinen Elektronendichten überwiegt die direkte Anregung vom Grundzustand aus, während bei großen n_e -Werten eine stufenweise Besetzung über das $2s2p^2\ ^2D$ -Niveau stattfindet. Bezeichnen wir mit g den $2s^22p\ ^3P^o$ -Grundzustand, mit a die $2s2p^2\ ^2D$ - und mit b die $2p^3\ ^2D^o$ -Konfiguration, so lassen sich im Rahmen des Korona-Modells die Beziehungen

$$n_b \bar{A}_{ba} \simeq n_g n_e \left(\bar{X}_{gb} + \bar{X}_{ga} \frac{n_e \bar{X}_{ab}}{\bar{A}_{ag}} \right) \quad (5.2)$$

und

$$n_a \bar{A}_{ag} \simeq n_g n_e \bar{X}_{ga} \quad (5.3)$$

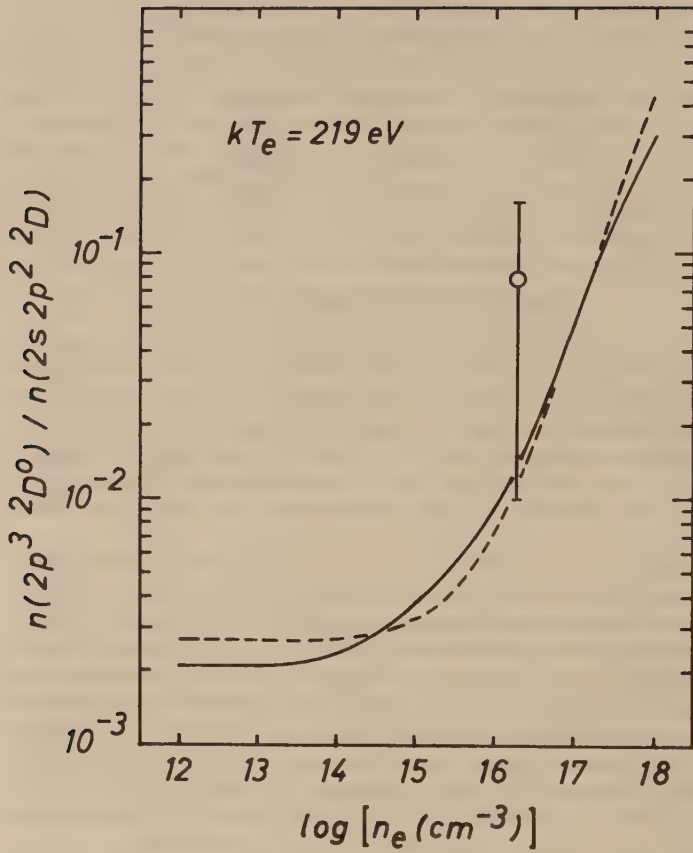


Abbildung 5.1: relative Besetzungsdichte der $2p^3 2D^0$ -Konfiguration

aufstellen. Der Term $n_e \bar{X}_{ab} / \bar{A}_{ag}$ ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron im Zustand a durch Stoßanregung in den Zustand b gelangt. Aus (5.2) und (5.3) erhalten wir

$$\frac{n_b}{n_a} \simeq \frac{\bar{A}_{ag}}{\bar{A}_{ba}} \left(\frac{\bar{X}_{gb}}{\bar{X}_{ga}} + n_e \frac{\bar{X}_{ab}}{\bar{A}_{ag}} \right), \quad (5.4)$$

bzw. nach dem Einsetzen der entsprechenden Daten

$$\frac{n_b}{n_a} \simeq 2.7 \times 10^{-3} + 4.6 \times 10^{-19} n_e. \quad (5.5)$$

An dieser Gleichung (gestrichelte Kurve in Abbildung 5.1) ist sofort zu erkennen, daß bei Elektronendichten bis zu $10^{14} \div 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ das Verhältnis der Besetzungsdichten von dem Verhältnis der direkten Anregungsratenkoeffizienten bestimmt wird und damit unabhängig von der Elektronendichte ist. Mit zunehmender Elektronendichte gewinnt der zweite Summand, der linear von n_e abhängt, zunehmend an Einfluß, so daß bei den höheren Elektronendichten die Besetzung des doppelt angeregten Zustandes ausschließlich über die einfach angeregte Konfiguration erfolgt. Das Verhältnis einer Spektrallinie aus dem doppelt angeregten Niveau zu einer Linie aus der einfach angeregten Konfiguration nimmt linear mit der Elektronendichte zu und läßt sich daher gut für die Dichtediagnostik verwenden. Die gerade entwickelte Modellvorstellung beschreibt die Verhältnisse schon recht genau. Eine exaktere Beschreibung für die Besetzung des $2p^3 \text{ } ^2D^o$ -Zustandes muß natürlich die zusätzlichen Beiträge aus den Strahlungs- und Stoßübergängen von und zu den anderen $2s2p^2$ -Konfigurationen mit einbeziehen. Dieses Verfahren für die spektroskopische Dichtediagnostik kann im Grunde auf jeden einfach und doppelt angeregten Zustand angewandt werden. Dadurch lassen sich entsprechende Linien auswählen, die in ihrer Wellenlänge dicht beieinander liegen und damit eine Kalibrierung des optischen Nachweissystemes überflüssig machen. In unserem Beispiel liegen die vier $2p^3 \text{ } ^2D^o \rightarrow 2s2p^2 \text{ } ^2D$ -Spektrallinien zwischen 34.7692 und 34.7749 nm, während die $2s2p^2 \text{ } ^2D_{3/2} \rightarrow 2s^2 2p^2 \text{ } ^2P^o_{1/2}$ -Linie bei 34.7408 nm emittiert. Aufgrund der Termanalogie sollten auch bei C-, N-, O- und F-ähnlichen Ionen ähnliche Mechanismen und Möglichkeiten auftreten. Für die Anwendung bieten sich Tokamak- und Laser-erzeugte Plasmen an. Im ersten Fall wird man aufgrund der geringen Elektronendichte leichte Ionen (z.B. C II, N III, O IV) benutzen müssen, während bei den Laser-erzeugten Plasmen ausschließlich schwere Elemente zu Einsatz kommen werden.

	$X_{\text{rel}}(a) = X(a)/X(^2\text{P}^\circ \rightarrow ^2\text{D})$		
a	Experiment	Theorie	
		[Sah82]	[Sam86]
$^2\text{P}^\circ \rightarrow ^2\text{P}$	1.90 ± 0.76	1.47	1.45
$^2\text{P}^\circ \rightarrow ^2\text{S}$	0.33 ± 0.13	0.32	0.35

Tabelle 5.5: relative Anregungsratenkoeffizienten für Si X

5.3 Anregungsratenkoeffizienten

Für die Herleitung der experimentellen Anregungsratenkoeffizienten beschränken wir uns auf die $2s^22p^-$ und $2s2p^2$ -Doublettkonfigurationen. Aus dem Besetzungsmodell ergab sich, daß die Kopplung zwischen den $2s2p^2$ -Multipletts vernachlässigt werden kann. Im einzelnen erhielten wir: $1 + \beta(^2\text{P}^\circ; ^2\text{D}) = 1.0234$, $1 + \beta(^2\text{P}^\circ; ^2\text{S}) = 1.0313$ und $1 + \beta(^2\text{P}^\circ; ^2\text{P}) = 0.9945$. Die Abweichungen zum Korona-Modell sind so gering, daß eine Korrektur des effektiven Anregungsratenkoeffizienten bzgl. der Kopplung nicht notwendig war. Aus dem gesamten Emissionskoeffizienten

$$\varepsilon_{ag} = \frac{hc}{4\pi} \frac{1}{\lambda_{ga}} \frac{\sum_{kj} g_k A_{kj}}{g_a \overline{A}_{ag}} n_g n_e \overline{X}_{ga} \tag{5.6}$$

können direkt die Multiplettanregungsratenkoeffizienten berechnet werden. Mit $f(\text{Si X}; 3.3\mu\text{s}) = 0.436$ aus dem Ionisationsratenprogramm und der dem Besetzungsmodell entnommenen Information, daß sich 73.55% der Si X - Ionen im $2s^22p^2\text{P}^\circ$ -Grundzustand befinden, ist $n_g = 4.07 \times 10^{+13} \text{cm}^{-3}$ für $t = 3.3\mu\text{s}$, $kT_e = 219\text{eV}$ und $n_e = 2.07 \times 10^{+16} \text{cm}^{-3}$ (Zeitpunkt der maximalen Emission). In Tabelle 5.5 sind die realtiven Anregungsratenkoeffizienten aufgeführt. Als Bezug wurde der $2s^22p^2\text{P}^\circ \rightarrow 2s2p^2^2\text{D}$ - Übergang gewählt. Innerhalb des experimentellen Fehlers stimmen die beiden Theorien [Sah82, Sam86] mit den Meßwerten überein. Bei den absoluten Anregungsratenkoeffizienten sieht die Situation allerdings schlechter aus (Tabelle 5.6 und Abbildung 5.2). Die theoretischen Werte zeigen untereinander keinen nennenswerten Unterschied, während die experimentellen Anregungsratenkoeffizienten um rund einen Faktor 2 gegenüber der

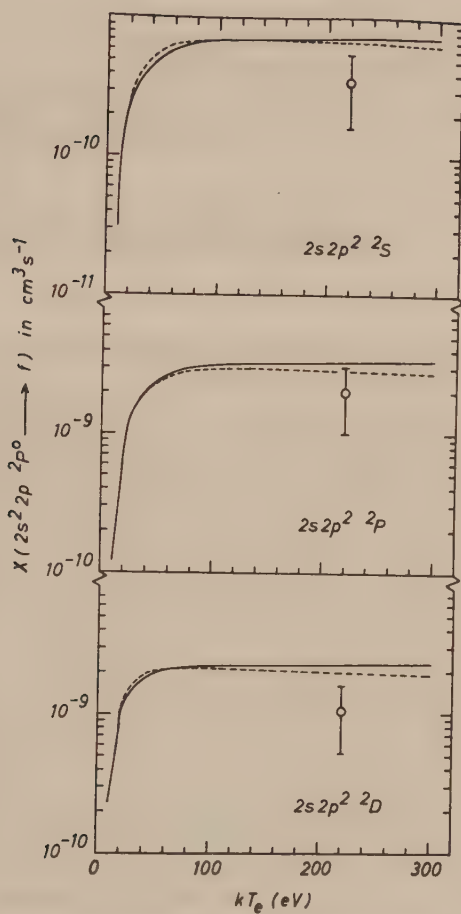


Abbildung 5.2: absolute Anregungsratenkoeffizienten für Si X (durchgezogene Kurve nach [Sah82]; gestrichelte Kurve nach [Sam86])

X(2s ² 2p→2s2p ²) in 10 ⁻¹⁰ cm ³ s ⁻¹					
	Experiment	Theorie		Theorie/Experiment	
		[Sah82]	[Sam86]	[Sah82]	[Sam86]
² P ^o → ² S	3.49	7.30	6.91	2.09	1.98
² P ^o → ² P	19.9	33.4	28.8	1.68	1.45
² P ^o → ² D	10.5	22.7	19.8	2.16	1.89

Tabelle 5.6: absolute Anregungsratenkoeffizienten für Si X

Theorie zu klein sind. Die Verwendung anderer Übergangswahrscheinlichkeiten [Wie69, Dan78, Che79, Sah82] bei der Auswertung behebt diese Diskrepanz zwischen experimentellen und theoretischen Anregungsratenkoeffizienten nicht. Der Term $g_a \overline{A}_{ag} / \sum_{k,j} g_k A_{k,j}$ ist für die 2s²2p ²P^o → 2s2p² ²P und ²D – Übergänge nahezu unabhängig von den A-Werten der verschiedenen Autoren. Im Vergleich zu Sampson et al. ergeben sich geringfügige Abweichungen, die allerdings kleiner als 10% sind. Das 2s2p² ²S-Niveau bereitet Schwierigkeiten bei der Berechnung der Strahlungsgrößen, da dieser Zustand durch Konfigurationsmischung beeinflusst wird [Sah82]. Folglich differieren auch die Übergangswahrscheinlichkeiten. Werden bei der Auswertung die A-Werte von Wiese [Wie69] benutzt, so stimmt zwar der damit erhaltene experimentelle Anregungsratenkoeffizient mit den beiden theoretischen Werten überein ($X^{exp}(^2P^o \rightarrow ^2S) = 7.47 \times 10^{-10} cm^3 s^{-1}$), allerdings ist dann der relative Anregungsratenkoeffizient um einen Faktor 2 zu groß ($X_{rel}^{exp}(^2P^o \rightarrow ^2S) = 0.76$). Die Übergangswahrscheinlichkeiten der restlichen drei Autorengruppen [Dan78, Che79, Sah82] liefern Resultate, die zwischen den Ergebnissen von Wiese und Sampson liegen, jedoch in der Tendenz eher die Auswertung mit den A-Werten von Sampson et al. unterstützen.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Wir haben uns im Rahmen dieser Arbeit vorwiegend mit der Messung und Interpretation von Ionisations- und Anregungsratenkoeffizienten bei Silizium-Ionen beschäftigt.

Effektive experimentelle Ionisationsratenkoeffizienten konnten für Si VIII bis Si XII bestimmt werden. Im Falle von Si IX, X, XI und XII gelang es uns, durch die Entwicklung entsprechender Besetzungsmodelle den effektiven Meßwert auf den Ratenkoeffizienten für Ionisation aus dem jeweiligen Grundzustand zurückzuführen. Die gemessenen Ionisationsratenkoeffizienten stimmen mit den theoretisch berechneten überein.

Relative und absolute Anregungsratenkoeffizienten konnten wir erstmalig für Si IX und Si X messen. Dazu wurden Strahldichten von Spektrallinien aus den $n=2$ -Komplexen dieser Ionen absolut aufgenommen. Für beide Ionen wurde ein Besetzungsmodell entwickelt, das alle wichtigen Stoß- und Strahlungsübergänge berücksichtigt. Die VVerhältnisse in den angeregten $2s2p^{k+1}$ -Konfigurationen lassen sich durch ein leicht modifiziertes Korona-Modell beschreiben. Bei Si IX weichen die relativen Anregungsratenkoeffizienten von den theoretischen Rechnungen ab, während bei Si X eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment vorliegt. Bei beiden Ionen sind die absoluten $2s^22p^k \rightarrow 2s2p^{k+1}$ -Multiplettanregungsratenkoeffizienten im Mittel um einen Faktor 2 kleiner als theoretische Werte. Interessante Diagnostikmöglichkeiten ergeben sich dann, wenn zusätzlich zu Spektrallinien aus den $2s2p^{k+1}$ -Konfigurationen noch Linien aus den doppelt angeregten $2p^{k+2}$ -Multipletts beobachtbar sind. In diesem Fall sind entsprechende Linienverhältnisse über einen großen Bereich abhängig von der Elektronendichte.

Eine andere Diagnostikmöglichkeit konnten wir aus dem Nachweis von

Spektrallinien aus einfach und doppelt Rydbergssystemen eines Ions aufzeigen. Eine quantitative Analyse gelang uns nur für Si XI, wo wir aus dem Intensitätsverhältnis dieser hohen $\Delta n = 1$ -Übergänge das Verhältnis der 2s- und 2p- Besetzungsdichten in Si XII erhielten. Bei den anderen Ionen war nur eine qualitative Aussage möglich.

Bibliographie

- [Abe85] A.E.P.M. Abels-van Maanen, JET-DN-T(85)27, JET Joint Undertaking, Abingdon, 1985
- [Abr72] M.Abramowitz and Irene A.Stegun, *Handbook Of Mathematical Functions*, Dover Publications, New York, 1972
- [Ald73] S.M.V.Aldrovandi and D.Péquignot, *Astron. Astrophys.* 25 , 137 (1973)
- [Ald76] S.M.V.Aldrovandi and D.Péquignot, *Astron. Astrophys.* 47 , 321 (1976)
- [Agg83a] K.M.Aggarwal and K.L.Baluja, *J. Phys. B* 16 , 107 (1983)
- [Agg83b] K.M.Aggarwal and K.L.Baluja, *J. Phys. B* 16 , L59 (1983)
- [Agg84a] K.M.Aggarwal , *Solar Phys.* 90 , 281 (1984)
- [Agg84b] K.M.Aggarwal , *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 54 , 1 (1984)
- [Agg86a] K.M.Aggarwal and A.E.Kingston, *Astron. Astrophys.* 162 , 333 (1986)
- [Agg86b] K.M.Aggarwal , *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 61 , 699 (1986)
- [Arn85] M.Arnaud and R.Rothenflug, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 60 , 425 (1985)
- [Bel70] Oleg Bely and Henri VanRegemorter, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 8 , 329 (1970)
- [Bet77] Hans A.Bethe and Edwin E.Salpeter, *Quantum Mechanics of one- and two-electron atoms*, Plenum, New York, 1977

- [Bog78] P.Bogen and E.Hintz, in *Gaseous Electronics* eds. Merle N.Hirsh and H.J.Oskam, Academic Press, New York 1978, p.453
- [Bur61] A.Burgess, Mem. Soc. Roy. Sci. Liege 4 , 299 (1961)
- [Bur64] A.Burgess, Astrophys. J. 139 , 776 (1964)
- [Bur65] A.Burgess, Astrophys. J. 141 , 1588 (1965)
- [Bur68] A.Burgess and I.C.Percival, Adv. At. Mol. Phys. 11 , 83 (1975)
- [Bur70] A.Burgess, D.G.Hummer and J.A.Tully, Phil. Trans. Roy. Soc. London A266 , 225 (1970)
- [Can85] C.J.Cannon, *The transfer of spectral line radiation*, Cambrigde University Press, Cambrigde, 1985
- [Car80] I.E.McCarthy and A.T.Stelbovics, in *Atomic and Molecular Processes in Controlled Thermonuclear Fusion*, eds. M.R.C.McDowell and A.M.Ferendeci, Plenum Press, New York, 1980, p.207
- [Cha78] Suresh Chandra, Solar Phys. 58 , 291 (1978)
- [Cha83] Suresh Chandra, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 30 , 537 (1983)
- [Cha84] C.C.Chang, P.Greve, K.-H.Kolk and H.-J.Kunze, Phys. Scripta 29 , 132 (1984)
- [Che79] K.T.Cheng, Y.-K.Kim and J.P.Desclaux, At. Data Nucl. Data Tables 24 , 111 (1979)
- [Coc83] Deidre M.Cochrane and R.W.P.McWhirter, Phys. Scripta 28 , 25 (1983)
- [Coh87] E.Richard Cohen and Barry N.Taylor, Rev. Mod. Physics 59 , 1121 (1987)
- [Com76] Robert Joseph Comisso, Techn. Rep. No. 76-083, University of Maryland, Maryland, 1976
- [Cra83] D.H.Crandall, in *Physics of Ion-Ion and Electron-Ion Collisions*, eds. F.Brouillard and J.W.McGowan, Plenum Press, New York and London, 1983, p.201

- [Dan78] W.Dankwort and E.Treffitz, *Astron. Astrophys.* **65** , 93 (1978)
- [Dat72] R.U.Datla, H.-J.Kunze, and D.Petrini, *Phys. Rev. A* **6** , 38 (1972)
- [Dat76] R.U.Datla, Technical Report 76-104, University of Maryland, Maryland, 1976
- [Dat85] R.U.Datla, *Phys. Rev. A* **31** , 2764 (1985)
- [Dav77] J.Davis, P.C.Kepple, and M.Blaha, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **18** , 535 (1977)
- [Der82] Kenneth P.Dere, *Solar Phys.* **77** , 77 (1982)
- [Dos76] G.A.Doschek and U.Feldman, *J. Appl. Phys.* **47** , 3083 (1976)
- [Dos88] G.Doschek, in *Astrophysical and Laboratory Spectroscopy*, eds. R.Brown and J.Lang, Edinburgh University Press, Edinburgh, 1988
- [Dub83] Jacques Dubau and Henri VanRegemorter, in *Atoms In Astrophysics*, eds. P.G.Burke, W.B.Eissner, D.G.Hummer and I.C.Percival, Plenum Press, New York and London, 1983, p.221
- [Dup78] A.K.Dupree, *Adv. At. Mol. Phys.* **14** , 393 (1978)
- [Dwi80] B.N.Dwivedi and P.K.Raju, *Solar Phys.* **68** , 111 (1980)
- [Edl64] Bengt Edlén, *Atomic Spectra*, in *Handbuch der Physik*, ed. S.Flügge, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, Göttingen, 1964
- [Edl79] B.Edlén, *Phys. Scripta* **19** , 255 (1979)
- [Edl81a] B.Edlén, *Phys. Scripta* **22** , 593 (1981)
- [Edl81b] B.Edlén, *Phys. Scripta* **23** , 1079 (1981)
- [Edl82] B.Edlén, *Phys. Scripta* **26** , 71 (1982)
- [Edl83a] B.Edlén, *Phys. Scripta* **28** , 51 (1983)
- [Edl83b] B.Edlén, *Phys. Scripta* **28** , 483 (1983)
- [Edl84] B.Edlén, *Phys. Scripta* **30** , 135 (1984)
- [Edl85a] B.Edlén, *Phys. Scripta* **31** , 345 (1985)

- [Edl85b] B.Edlén, Phys. Scripta 32 , 86 (1985)
- [Elt67] R.C.Elton and W.W.Köppendörfer, Phys. Rev. 160 , 194 (1967)
- [Elw75] G.Elwert and P.K.Raju, Astrophys. Space Sci. 38, 369 (1975)
- [Faw75] B.C.Fawcett, At. Data Nucl. Data Tables 16 , 135 (1975)
- [Faw87] B.C.Fawcett, At. Data Nucl. Data Tables 37 , 367 (1987)
- [Fel78] U.Feldmann and G.A.Doschek, Astron. Astrophys. 65 , 215 (1978)
- [Flo75] D.R.Flower and H.Nussbaumer, Astron. Astrophys. 45 , 145 (1975)
- [Fro85] Charlotte Froese Fischer and H.P.Saha, Phys. Scripta 32 , 181 (1985)
- [Fuj73] Takahashi Fujimoto, J. Phys. Soc. Japan 34 , 216 (1973)
- [Gab72] A.H.Gabriel and C.Jordan, in *Case Studies in Atomic Collision Physics*, Vol. II, eds. E.W.McDaniel and M.R.C.McDowell, North-Holland, Amsterdam, 1972
- [Gal85] Jean W.Gallagher and A.K.Pradhan, JILA Data Center Report No.30, Joint Institute For Laboratory Astrophysics, University of Colorado, Boulder (USA), 1985
- [Gar62] R.H.Garstang, in *Atomic and Molecular Processes*, ed. D.R.Bates, Academic Press, New York and London, 1962, p.1
- [Gre81a] P.Greve, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, Bochum, 1981
- [Gre81b] P.Greve, M.Kato, H.-J.Kunze, and R.S.Hornady, Phys. Rev. A 24 , 429 (1981)
- [Gre82] P.Greve, Phys. Scripta 26 , 451 (1982)
- [Gri62] W.G.Griffin and R.W.P.McWhirter, in *Conference on Optical Instruments and Techniques*, ed. K.J.Habell, Chapman and Hall, London, 1962, p.14
- [Gri63] Hans R.Griem, Phys. Rev. 131 , 1170 (1963)
- [Gri64] Hans R.Griem, *Plasma Spectroscopy*, McGraw-Hill, New York, 1964

- [Gri88] Hans R.Griem, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 40 , 403 (1988)
- [Hah88] Yukap Hahn and K.J.LaGattuta, Phys. Reports 166 , 195 (1988)
- [Hay83] M.A.Hayes and H.Nussbaumer, Astron. Astrophys. 124 , 279 (1983)
- [Heb40] Malcolm H.Hebb and Donald H.Menzel, Astrophys. J. 92 , 408 (1940)
- [Hen81] Ronald J.W.Henry, Phys. Reports 68 , 1 (1981)
- [Hoe75] K.Höethker, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, Bochum, 1975
- [Hoe76] K.Höethker, Nucl. Fusion 16 , 253 (1976)
- [Isl87] R.C.Isler, Phys. Scripta 35 , 650 (1987)
- [Iti83] Y.Itikawa, S.Hara, T.Kato, S.Nakazaki, M.S.Pindzola and D.M.Crandall, IPPJ-AM-27, Inst. Plasma Phys., Nagoya Univ., Nagoya, 1983
- [Iti84] Y.Itikawa, K.Takayanagi, and T.Iwai, At. Data Nucl. Data Tables 31 , 215 (1984)
- [Iti85] Y.Itikawa, S.Hara, T.Kato, S.Nakazaki, M.S.Pindzola and D.M.Crandall, At. Data Nucl. Data Tables 33 , 149 (1985)
- [Iva73] V.V.Ivanov, *Transfer of Radiation in Spectral Lines*, NBS SP-385, US Dept. of Commerce, Washington, 1973
- [Jan85] R.K.Janev, L.P.Presnyakov and V.P.Shevelko, *Physics of Highly Charged Ions*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1985
- [Jan87] R.K.Janev, W.D.Langer, K.Evans Jr., and D.E.Post Jr., *Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1987
- [Kal84] Wolfgang Kalkofen (ed.), *Methods in radiative transfer*, Cambridge University Press, Cambridge, 1984
- [Kat88] Takako Kato and Shinobu Nakazaki, IPPJ-AM-58, Inst. Plasma Phys., Nagoya Univ., Nagoya, 1988

- [Kau86] V.Kaufman and J.Sugar, J. Phys. Chem. Ref. Data 15 , 321 (1986)
- [Kim83] Yong-Ki Kim, in *Physics of Ion-Ion and Electron-Ion Collisions*, eds. F.Brouillard and J.W.McGowan, Plenum Press, New York and London, 1983, p.101
- [Kle74] G.Klement und H.Wedler, Report IPP 4/118, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, 1974
- [Kle84] Konrad Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner, Stuttgart, 1984
- [Klo88] Jules Z.Klose, J.Mervin Bridges, and William R.Ott, J. Res. Natl. Bur. Stand. (U.S.) 93 , 21 (1988)
- [Koe84] R.König, Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum, Bochum, 1984
- [Koe89a] R.König, K.-H.Kolk, K.N.Koshelev, and H.-J.Kunze, Phys. Rev. Lett. 62 , 1750 (1989)
- [Koe89b] R.König, private Mitteilung (1989)
- [Kol83] K.-H.Kolk, Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum, Bochum, 1983
- [Kol86] K.-H.Kolk, R.König, and H.-J.Kunze, Phys. Rev. A 33 , 747 (1986)
- [Kos88] K.N.Koshelev, J. Phys. B 21 , L593 (1988)
- [Kuh69] H.G.Kuhn, *Atomic Spectra*, 2. edition, Longmans,Green & Co., London, 1969
- [Kun68a] H.-J.Kunze, A.H.Gabriel, and H.R.Griem, Phys. Rev. 165 , 267 (1968)
- [Kun68b] H.-J.Kunze, A.H.Gabriel, and H.R.Griem, Phys. Fluids 11 , 662 (1968)
- [Kun71] H.-J.Kunze, Phys. Rev. A 3 , 937 (1971)
- [Kun72] H.-J.Kunze, Space Sci. Rev. 13 , 565 (1972)
- [Lan83] J.Lang, J, Phys. B 16 , 3907 (1983)

- [Lan87] J.Lang, R.A.Hardcastle, R.W.P.McWhirter, and P.H.Spurrett, J. Phys. B 20 , 43 (1987)
- [Lot67] W.Lotz, Z. Phys. 206 , 205 (1967)
- [Lu88] Y.N.Lu, A.E.Livingston, A.S.Zacarias, R.F.Ward, A.J.Mazure, E.J.Galvez and L.Engström, Nucl. Instrum. Methods B 31 , 157 (1988)
- [Mae85] T.D.Märk and G.H.Dunn (eds.), *Electron Impact Ionization*, Springer-Verlag, Wien, 1985
- [Mar76] G.A.Martin and W.L.Wiese, J. Phys. Chem. Ref. Data 5 , 537 (1976)
- [Mar88] S.Martin, G.Do Cao, A.Salmoun, T.Bouchama, A.Denis, J.Andrä, J.Desesquelles and M.Druetta, Phys. Letters A 133 , 239 (1988)
- [Mar89] Rep. Prog. Phys. 52 , 157 (1989)
- [Mas78] H.E.Mason and A.K.Bhatia, Mon. Not. R. astr. Soc. 184 , 423 (1978)
- [Mer80] A.L.Merts, J.B.Mann, W.D.Robb and N.H.Magee,Jr., Los Alamos Scientific Laboratory Report, LA-8267-MS, Los Alamos, 1980
- [Mew72] R.Mewe, Astron. Astrophys. 20 , 215 (1972)
- [Mew78] R.Mewe and J.Schrijver, Astron. Astrophys. 65 , 99 (1978)
- [Mew88] R.Mewe, in *Astrophysical and Laboratory Spectroscopy*, eds. R.Brown and J.Lang, Edinburgh University Press, Edinburgh, 1988
- [Mit71] Allan C.G.Mitchell and Mark W.Zemansky, *Resonance Radiation And Excited Atoms*, Cambridge University Press, London, 1971
- [Moi68] B.L.Moiseiwitsch and S.J.Smith, Rev. Mod. Phys. 40 , 238 (1968)
- [Moo88] D.L.Moores, in *Astrophysical and Laboratory Spectroscopy*, eds. R.Brown and J.Lang, Edinburgh University Press, Edinburgh, 1988
- [NAG83] Numerical Algorithms Group, *The NAG Fortran PC50 Library*, edition 1, Oxford, 1983

- [Nus79] H.Nussbaumer and C.Rusca, *Astron. Astrophys.* 72 , 129 (1979)
- [Och64] V.I.Ochkur, *Soviet Physics JETP* 18 , 503 (1964)
- [Och65] V.I.Ochkur and V.F.Brattsev, *Optics Spectrosc.* 19 , 274 (1965)
- [Pra81] A.K.Pradhan and J.Michael Shull, *Astrophys. J.* 249 , 821 (1981)
- [Pra82] A.K.Pradhan, *Astrophys. J.* 263 , 477 (1982)
- [Pre86] William H.Press, Brian P.Flannery, Saul A.Teukolsky, and William V.Vetterling, *Numerical Recipes*, Cambridge University Press, Cambridge, 1986
- [Reg62] Henri VanRegemorter, *Astrophys. J.* 136 , 906 (1962)
- [Ric68] J.Richter, in *Plasma Diagnostics*, ed. W.Lochte-Holtgreven, North-Holland, Amsterdam, 1968
- [Rob80] W.Derek Robb, in *Atomic and Molecular Processes in Controlled Thermonuclear Fusion*, eds. M.R.C.McDowell and A.M.Ferendeci, Plenum Press, New York and London, 1980, p.245
- [Sah82] H.P.Saha and E.Trefftz, *J. Phys. B* 15 , 1089 (1982) ; *Astron. Astrophys.* 116 , 224 (1982)
- [Sam67] James A.R.Samson, *Techniques of Vacuum Ultraviolet Spectroscopy*, John Wiley & Sons, New York, London, Sydney, 1967
- [Sam86] Douglas H.Sampson, George M.Weaver, Stephen J. Goett, Honglin Zhang, and Robert E.H.Clark, *At. Data Nucl. Data Tables* 35 , 223 (1986)
- [Sea59] M.J.Seaton, *Mon. Not. Roy. astr. Soc.* 119 , 81 (1959)
- [Sea62] M.J.Seaton, in *Atomic and Molecular Processes*, ed. D.R.Bates, Academic Press, New York and London, 1962, p.374
- [Sea75] M.J.Seaton, *Adv. At. Mol. Phys.* 11 , 83 (1975)
- [Shu82] J.Michael Shull and Michael Van Steenberg, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 48 , 95 ; 49 , 351 (1982)

- [Sob81] I.I.Sobelman, L.A.Vainshtein, and E.A.Yukov, *Excitation of Atoms and Broadening of Spectral Lines*, Springer-Verlag, Heidelberg, 1981
- [Ste74] Irene A.Stegun and Ruth Zucker, J. Res. Natl. Bur. Stand. (U.S.) **78B**, 199 (1974)
- [Suc78] S.Suckewer and E.Hinnov, Phys. Rev. Lett. **41**, 756 (1978)
- [Suc79a] S.Suckewer, H.P.Eubank, R.J.Goldston, E.Hinnov and N.R.Sauthoff, Phys. Rev. Lett. **43**, 207 (1979)
- [Suc79b] S.Suckewer, E.Hinnov, K.Bol, R.Fonck, R.J.Hawryhek, R.A.Jacobsen, D.M.Meade, M.Okabayashi, G.L.Schmidt, E.H.Silver, and J.C.Sinnis, Nucl. Fusion **19**, 1681 (1979)
- [Suc81] S.Suckewer, Phys. Scripta **23**, 72 (1981)
- [Taw87] H.Tawara and T.Kato, At. Data Nucl. Data Tables **36**, 167 (1987)
- [Tuc75] Wallace H.Tucker, *Radiation Processes in Astrophysics*, MIT Press, Cambridge, 1975
- [Uns68] A.Unsöld, *Physik der Sternatmosphären*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1968
- [Ver78] Jorge E.Vernezza and Helen A. Mason, Astrophys. J. **226**, 720 (1978)
- [Wan83] Jieh-Shan Wang and Hans R.Griem, Phys. Rev. A **27**, 2249 (1983)
- [Wie69] W.L.Wiese, M.W.Smith, and B.M.Miles, *Atomic Transition Probabilities, Vol. 2: Sodium Through Calcium*, NSRDS-NBS 22, Nat. Bur. Stand. (U.S.), Washington, 1969
- [Wie80] W.L.Wiese and G.A.Martin, in *Wavelengths and Transition Probabilities for Atoms and Atomic Ions*, eds. Joseph Reader, Charles H.Corliss, W.L.Wiese and G.A.Martin, NSRDS-NBS 68, Nat. Bur. Stand. (U.S.), Washington, 1980
- [Wil62] R.Wilson, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **2**, 477 (1962)

- [You85] S.M.Younger and T.D.Märk, in *Electron Impact Ionization*, eds. T.D.Märk and G.H.Dunn, Springer-Verlag, Wien, 1985
- [Zai61] A.N.Zaidel, G.M.Malyshev, and E.Ya.Shreider, Soviet Phys.-Techn. Phys. **6**, 93 (1961)

Mein Dank gilt an erster Stelle Herrn Prof. Dr. H.-J. Kunze für die Anregung zu dieser Arbeit und deren stetiger Betreuung.

Zum Gelingen dieser Arbeit haben viele Menschen direkt oder indirekt durch zahlreiche Gespräche und Diskussionen beigetragen. Bei ihnen allen möchte ich mich bedanken.

Bei Herrn Ralf König bedanke ich mich für die erfolgreiche und fruchtbare Zusammenarbeit.

Herrn Prof. Hans Griem und Dr. Konstantin Koshelev danke ich für viele hilfreiche und klärende Diskussionen.

Ferner möchte ich mich noch bei den Technikern des Instituts und allen Angehörigen der Feinmechanischen Werkstatt bedanken, ohne deren Hilfe die Instandhaltung der gesamten Anlage nicht möglich gewesen wäre.

LEBENS LAUF

Persönliche Daten

Name:	Kolk
Vorname:	Karl-Hermann
Staatsangehörigkeit:	deutsch
Geburtsort:	Recklinghausen
Geburtsdatum:	16. Juni 1957
Familienstand:	verheiratet - eine Tochter

Schul Ausbildung

1964 - 1967	Volksschule in Marl
1967 - 1976	Gymnasium in Marl

Wehrdienst

1976 - 1977	Grundwehrdienst
-------------	-----------------

Studium

1977 - 1979	Grundstudium Physik an der Westfälischen-Wilhelms Universität Münster
1979 - 1983	Hauptstudium Experimentalphysik mit Schwerpunkt Plasmaphysik an der Ruhr-Universität Bochum Diplomarbeit in Experimenteller Plasmaphysik unter Anleitung von Herrn Prof. Dr. H.-J. Kunze
November 1983	Diplomprüfung in Physik

Berufsweg

01.12.1983 -	wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Experimental- physik V der Ruhr-Universität Bochum
--------------	--

